国家出版基金项目
NATIONAL PUBLICATION FOUNDATION

现代原子核物理

核物理与粒子物理



孙汉城 寅新艺 编著

HEUP 哈爾濱工程大學出版社

2013 年度国家出版基金项目“现代原子核物理”

核物理与粒子物理

孙汉城　寅新艺　编著

HEUP 哈爾濱工程大學出版社

内容简介

核物理是研究原子核的结构及其反应变化的运动规律的科学。粒子物理是研究比原子核更深层次的微观世界中物质的结构、性质及在很高能量下这些物质相互转化及其产生原因和规律的物理学分支。

本书共分12章，主要内容包括简史、射线与物质的相互作用、加速器、原子核的基本性质、原子核衰变、原子核反应、原子核结构、当代粒子观、宇宙演化及介子、重子、超子、超核、轻子等内容。

本书是中核集团“十二五”核专业研究生教育规划教材之一，可作为核物理与粒子物理有关专业的研究生教材，对于有关科研、教学、工程技术人员也有一定的参考价值。

图书在版编目(CIP)数据

核物理与粒子物理/孙汉城，寅新艺编著. —哈尔滨：哈尔滨工程大学出版社，2014. 12

ISBN 978-7-5661-0958-3

Ⅰ. ①核… Ⅱ. ①孙…②寅… Ⅲ. ①核物理 ②粒子物理学 Ⅳ. ①O57

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第011751号

出版发行 哈尔滨工程大学出版社
社　　址 哈尔滨市南岗区东大直街124号
邮政编码 150001
发行电话 0451-82519328
传　　真 0451-82519699
经　　销 新华书店
印　　刷 哈尔滨市石桥印务有限公司
开　　本 787mm×1 092mm 1/16
印　　张 7
字　　数 183千字
版　　次 2015年5月第1版
印　　次 2015年5月第1次印刷
定　　价 45.00元

http://www.hrbeupress.com
E-mail:heupress@hrbeu.edu.cn

序　言

原子核物理学(简称核物理学、核物理或核子物理)是20世纪新建立的一个物理学学科,是研究原子核的结构及其反应变化的运动规律的物理学分支。它主要有三大领域:研究各类次原子粒子与它们之间的关系、分类与分析原子核的结构,并带动相应的核子技术进展。原子核物理的研究内容包括核的基本性质、放射性、核辐射测量、核力、核衰变、核结构、核反应、中子物理、核裂变和聚变、亚核子物理和天体物理等。它研究原子核的结构和变化规律,射线束的产生、探测和分析技术,以及同核能、核技术应用有关的物理问题。

原子核物理内容丰富多彩,是物理学非常活跃的研究领域,一百多年来共有七十多位科学家因原子核物理领域的优异成绩而获得诺贝尔奖。并且原子核物理是一个国际上竞争十分激烈的科技领域,各国都投入大量人力、物力从事这方面的研究工作。它是一门既有深刻理论意义,又有重大实践意义的学科。

在原子核物理学产生、壮大和巩固的全过程中,通过核技术的应用,核物理与其他学科及生产、医疗、军事等领域建立了广泛的联系,取得了有力的支持。核物理基础研究又为核技术的应用不断开辟新的途径。人工制备的各种同位素的应用已遍及理工农医各部门。新的核技术,如核磁共振、穆斯堡尔谱学、晶体的沟道效应和阻塞效应,以及扰动角关联技术等都迅速得到应用。核技术的广泛应用已成为科学技术现代化的标志之一。

核物理的发展,不断地为核能装置的设计提供日益精确的数据,从而提高了核能利用的效率和经济指标,并为更大规模的核能利用准备了条件。截至2013年3月,全世界有30多个国家运行着435座核电机组,总净装机容量为374.1 GW,核能的发展必将为改善我国环境现状作出重要贡献。

“现代原子核物理”出版项目的内容包括激光核物理、工程核物理、核辐射监测与防护等理论与技术研究的诸多方面。该项目汇集和整理了我国现代原子核物理领域最新的一流水平的研究成果,是我国该领域的科学研究、技术开发的一个系统全面的出版项目。

值得称道的是,“现代原子核物理”项目汇集了国内核物理领域的多位知名学者、专家毕生从事核物理研究所积累的学术成果、经验和智慧,将有助于我国核物理领域的高水平人才培养,并进一步推动核物理有关课题研究水平的提高,促进我国核物理科学研究向更高层次发展。该项目的出版将有助于推动我国该领域整体实力的进一步提高,缩短我国与国外的差距,使我国现代原子核物理研究达到国际先进水平。

该系列丛书较之已出版过的同类书籍和教材,在内容组成、适用范围、写作特点上均有明显改进,内容突出创新和当今最新研究成果,学术水平高,实用性强,体系结构完整。“现代原子核物理”将是我国该领域的一个优秀出版工程项目,她的出版对我国现代原子核物理研究的发展有重要的价值。

该系列丛书的出版，必将对我国原子核物理领域的知识积累和传承、研究成果推广应用、我国现代原子核物理领域高层次人才培养、我国该领域整体研究能力提高与研究向更深与更高水平发展、缩短与国外差距、达到国际先进水平有重要的指导意义和促进作用。

我衷心地祝贺“原子核物理”项目成功立项出版。



中国工程院院士

中核集团科技委主任

二〇一三年十月

前　言

自从19世纪末，X光、放射性、电子这三大发现以来，物理学突飞猛进。人类对自然界，包括微观世界、宏观世界到宇观世界，都有了比较深入、比较全面的认识。在此基础上，工程技术也是日新月异，生产大发展，人类的物质文明更加丰富多彩。同时我们也更加敬畏自然，因为对于自然界，我们还只理解了其中的一小部分。还有更多的暗物质、暗能量，至今只有它们存在的证据，却不知道它们是什么东西。对于我们已经理解的普通物质世界，也还有许多规律及现象有待发现与研究。

本书是作者20多年在核工业研究生部讲授课程基础上改写的研究生教材，既注意了历史的发展，又着重于基础知识。

本书在成稿的过程中，得到了许多老师与学生的帮助，特别是白希祥、周书华两位教授对书稿提出了很多宝贵意见，作者深表感谢。同时，本书在撰写过程中，参考或引用了国内外一些专家学者的论著，在此表示衷心感谢。

由于作者水平有限，书中存在缺点和问题在所难免，欢迎读者指出，以便再版时更正。

编著者

2014年5月

目　录

第 1 章　简史 …… 1
第 2 章　射线与物质的相互作用 …… 3
2.1　重带电粒子与物质的相互作用 …… 3
2.2　β 射线(电子)与物质的相互作用 …… 5
2.3　X,γ 射线与物质的相互作用 …… 7
2.4　中子与物质的相互作用 …… 11
2.5　探测器简介 …… 13
第 3 章　加速器 …… 20
3.1　高压倍加器 …… 20
3.2　静电加速器 …… 20
3.3　直线加速器 …… 22
3.4　回旋加速器 …… 23
第 4 章　原子核的基本性质 …… 26
4.1　原子核的组成 …… 26
4.2　核的大小(半径) …… 28
4.3　核的结合能 …… 29
4.4　核的自旋与统计性 …… 31
4.5　原子核的磁矩 …… 32
4.6　原子核的电四极矩 …… 33
4.7　原子核的宇称 …… 34
第 5 章　原子核衰变 …… 35
5.1　放射性衰变模式 …… 35
5.2　放射性衰变基本规律 …… 36
5.3　天然放射系 …… 40
5.4　α 衰变 …… 42
5.5　β 衰变 …… 43
5.6　γ 跃迁 …… 45
5.7　一些比较少见的衰变模式 …… 47
第 6 章　原子核反应 …… 50
6.1　二体反应运动学 …… 50
6.2　核反应截面 …… 54
6.3　核反应机制 …… 55
6.4　核反应的守恒定律 …… 58
6.5　核反应的模型理论 …… 58
第 7 章　原子核结构 …… 61
7.1　核的微观理论碰到的困难 …… 61

7.2 核的独立粒子(单粒子)运动与壳模型 …… 61
7.3 核子之间的对关联与超导模型 …… 65
7.4 核的集体运动与集体模型 …… 66
7.5 核的集团结构与集团模型 …… 70
第8章 介子 …… 71
8.1 π介子的发现 …… 71
8.2 π介子的产生 …… 73
8.3 π,k介子与核子和核的反应 …… 76
8.4 J/ψ粒子的发现 …… 80
第9章 重子、超子与超核 …… 81
9.1 重子 …… 81
9.2 重子、反重子及其发现 …… 82
9.3 超核 …… 87
第10章 轻子 …… 91
10.1 轻子家族 …… 91
10.2 轻子的螺旋度(或螺旋性) …… 92
10.3 中微子质量 …… 92
10.4 轻子的产生与衰变 …… 93
10.5 μ子俘获 …… 95
10.6 正电子素与μ子素(Muonium)(Mu) …… 95
10.7 μ原子 …… 96
第11章 当代粒子观 …… 97
11.1 夸克模型 …… 97
11.2 粒子物理的标准模型 …… 99
第12章 宇宙演化 …… 100
12.1 宇宙大爆炸学说 …… 100
12.2 观测证据 …… 100
12.3 宇宙演化简史 …… 102
参考文献 …… 104

第1章 简 史

1895 年,德国物理学家伦琴(W. Röntgen,1845—1923)发现了 X 射线。

1896 年,法国物理学家贝克勒尔(A. H. Becquerel,1852—1908)发现放射性。

1897 年,英国物理学家汤姆孙(J. J. Thomson,1856—1940)发现电子。

1900 年,德国柏林大学教授普朗克(M. Planck,1858—1947)首先提出了“量子论”。

1905 年,德国物理学家爱因斯坦(A. Einstein,1879—1947)提出了光电子理论和狭义相对论。

1911 年,英国卢瑟福(E. Rutherford,1871—1937)通过 α 粒子散射实验发现了原子核。

1913 年,丹麦玻尔(N. Bohr,1885—1962)提出了氢原子结构的量子理论。

1919 年,英国卢瑟福(E. Rutherford,1871—1937)发现质子(从核反应中打出氢原子核)。

1924 年,法国物理学家德布罗意(L. de Broglie,1892—1987)提出了电子具有波动性。

1925 年,在德布罗意物质波的基础上,年轻的德国理论物理学家海森伯(W. Heisenberg,1901—1976)建立了矩阵力学(量子力学)。

1925 年,奥地利物理学家泡利(W. Pauli,1900—1958)提出了泡利不相容原理。

1926 年,奥地利理论物理学家薛定谔(E. Schrödinger,1887—1961)提出了波动力学。

1926 年,德国物理学家玻恩(M. Born,1882—1970)提出了波函数的统计解释,英国物理学家狄拉克(P. Dirac,1902—1984)提出正电子理论,建立了量子电动力学体系。

1930 年,奥地利物理学家泡利在研究 β 衰变的过程中提出了中微子假说。

1932 年,美国安德孙(C. D. Anderson,1905—1991)发现正电子,英国查德威克(J. Chadwick,1891—1974)发现了中子。

1933 年,意大利费米(E. Fermi,1901—1954)提出 β 衰变理论,提出一种新的相互作用——弱作用。

1935 年,日本著名的理论物理学家汤川秀树(H. Yukawa,1907—1981)提出了核力的介子场理论。

1936 年,安德孙在宇宙射线云室实验中发现 μ 子。

1938 年,德国科学家哈恩(O. Hahn,1879—1968)发现了核裂变现象。

1942 年,费米在美国芝加哥大学建成了世界上第一座核反应堆。

1947 年,英国鲍威尔(C. F. Powell,1903—1969)发现了 π 介子。

1956 年,中国留美学者李政道(Tsung-Dao Lee,1926—)、杨振宁(Chen Ning Yang,1922—)发现弱相互作用中宇称不守恒。

1956 年,美国雷因斯(F. Reines,1918—1998)发现中微子。

1962 年,莱德曼(L. M. Lederman,1922—)、施瓦茨(M. Schwarts,1932—2006)、史泰因伯格(J. Steinberger,1921—)发现 μ 中微子。

1964 年,美国盖尔曼(M. Gell-Mann,1929—)提出了夸克模型。

1961 年,美国格拉肖(S. Weinberg,1933—)提出了弱电统一理论思想,并于 1967 年由美国的温伯格(S. Weinbery,1933—)和巴基斯坦的萨拉姆(A. Salam,1926—1996)各自独立

完成了该理论。

1968 年,美国傅里德曼(J. I. Friedman,1930—)、肯达尔(H. W. Kendall,1926—1999)、泰勒(R. E. Taylor,1929—)实验发现质子有内部结构。

1974 年,美籍华人丁肇中(S. Chao Chong Ting,1936—)发现 J 粒子,美国人里克特(B. Richter,1931—)发现 ψ 粒子,并正式命名为 J/ψ 粒子。

1975 年,美国物理学家佩尔(M. L. Peil,1929—1998)发现了重轻子(质量为 1 776.9 MeV)——τ 轻子。

1979 年,丁肇中实验证明质子内部有胶子。

1983 年,欧洲核子中心(CERN)意大利鲁比亚(C. Rubbia,1934—)与荷兰范德密尔(S. Van de Meer,1925—2011)发现中间玻色子 $W^{\pm}$ 与 Z^{0}。

1994 年,美国费米实验室发现了顶夸克(质量达 174 GeV)。

2012 年,欧洲核子中心 ATLAS 和 CMS 两实验组发现了 Higgs 粒子。

第2章　射线与物质的相互作用

射线与物质的相互作用是核物理和高能物理实验、核辐射探测器以及核技术应用的基础知识。这里所说的射线，泛指核衰变、核反应和核裂变放出的粒子，也包括由加速器产生的，或来自宇宙线的多种粒子，包括 α、β、γ、X 射线及中子、裂变碎片和重离子；物质是指宏观意义上的物质，包括固体、液体和气体，可以是单质，也可以是混合物。

2.1　重带电粒子与物质的相互作用

2.1.1　在物质中的能量损失

重带电粒子（质子、α 粒子等）穿过靶物质，与物质原子发生相互作用而损失的能量可以分成两部分：与靶原子的核外电子的非弹性碰撞引起的能量损失和与靶原子核的弹性碰撞引起的能量损失，即电子阻止与核阻止两部分。对于快速的重带电粒子，主要是电子阻止，第二部分可以忽略不计（比电子阻止小三个量级）。只有在入射重带电粒子能量很低时，才考虑核阻止。本节只讨论快速重带电粒子与靶原子中的电子非弹性碰撞引起的能量损失。

根据经典的弹性库仑碰撞理论可计算出重带电粒子在靶物质中经过单位路程长度时的能量损失（能量损失率，也叫阻止本领）。

一个速度为 v、电荷为 ze 的重带电粒子穿过由原子序数为 Z 的元素组成的阻止介质时，由于与介质原子核外电子发生非弹性碰撞，经过单位路程的能量损失为（贝特 - 布洛赫公式）

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=\frac{4\pi z^2e^4NZ}{m_0v^2}\left[\ln\left(\frac{2m_0v^2}{I}\right)+\ln\frac{1}{1-\beta^2}-\beta^2\right] \tag{2-1}$$

式中，N 为靶物质中单位体积内的原子数，m_0 为靶物质中电子的静止质量，电荷为 $-e$，I 是靶原子的平均激发和电离能，v 是粒子速度，$\beta=v/c$，c 是光速，方括号中第二、三项是相对论修正项。$-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 的单位一般用 MeV/cm，也可以用单位质量厚度上的能量损失 $-\mathrm{d}E/\rho\mathrm{d}x$，即用 MeV/(mg/cm^2)，$\rho$ 是靶物质密度。

由式(2-1)可以得到以下结论：

(1)阻止本领只与入射粒子的速度有关($1/v^2$)，与它的质量无关；

(2)阻止本领与重带电粒子的电荷数平方(z^2)成正比；

(3)阻止本领与靶物质的 NZ 成正比，高原子序数和高密度物质具有较大的阻止本领。

2.1.2　重带电粒子的射程

重带电粒子在物质中运动时，不断损失能量，待能量耗尽后，它就会停止在物质中。它沿入射方向穿过的最大距离，称为入射粒子在该物质中的射程（用 R 表示）。注意“射程”和

“路程”是两个不同的概念。射程是指入射粒子沿入射方向穿透的深度，而路程则是入射粒子在物质中所经过的实际轨迹的长度。一般路程大于射程，射程是路程在入射方向上的投影。对于重带电粒子，由于其质量大，与阻止介质的碰撞，不会导致入射粒子运动方向有很大的改变，重带电粒子在介质中的轨迹几乎是直线，因此射程近似等于路程。可以通过下式来计算能量为 E_0 的入射粒子的射程：

$$R = \int_0^{E_0} \frac{\mathrm{d}E}{(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)} \tag{2-2}$$

但实际上人们一般使用由实验数据总结出来的经验公式。例如，对于 4 ~ 15 MeV 能区的 α 粒子在空气中的射程与能量之间的关系为：$R = (0.005E + 0.285)E^{\frac{3}{2}}$，其中射程单位为 cm，能量单位为 MeV。

对于具有相同速度 v 的两个重粒子，它们的射程比简单表示为

$$\frac{R_1(v)}{R_2(v)} = \frac{Z_2^2 M_1}{Z_1^2 M_2} \tag{2-3}$$

式中，R_1 和 R_2 是两个粒子的射程，M_1 和 M_2 为两个粒子的静止质量。若第二个粒子是质子（$M_2 = 1$ 且 $Z_2 = 1$），这样另外一个粒子的射程 R 可由下式给出：

$$R(v) = \frac{M}{Z^2} R_{\mathrm{p}}(v) \tag{2-4}$$

式中，$R_{\mathrm{p}}(v)$ 为质子的射程。

能量为 E 的氘，其射程为能量为 $E/2$ 的质子射程的 2 倍。

思考：能量为 E 的 α 粒子，其射程与质子射程有什么关系？（与能量为 $E/4$ 质子的射程相等）

α 粒子和质子的比电离结果如图 2 - 1 所示，α 粒子在空气中的射程的测量结果如图 2 - 2所示，不同重带电粒子在 Si 中的射程与能量关系如图 2 - 3 所示。

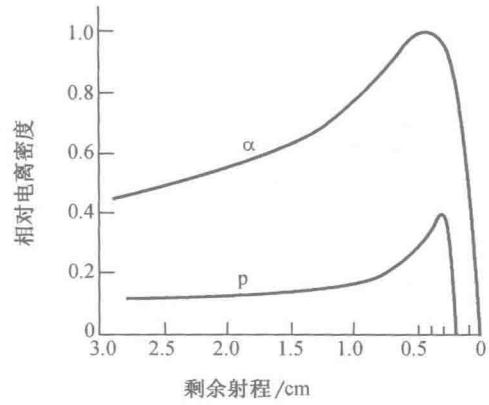


图 2 - 1　α 粒子和质子的比电离测量结果曲线

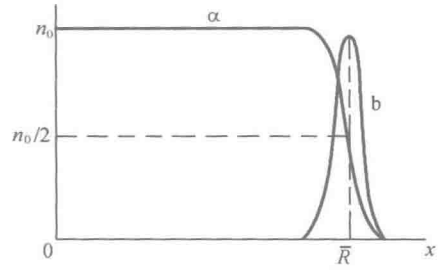


图 2－2　α 粒子在空气中的射程的测量结果曲线

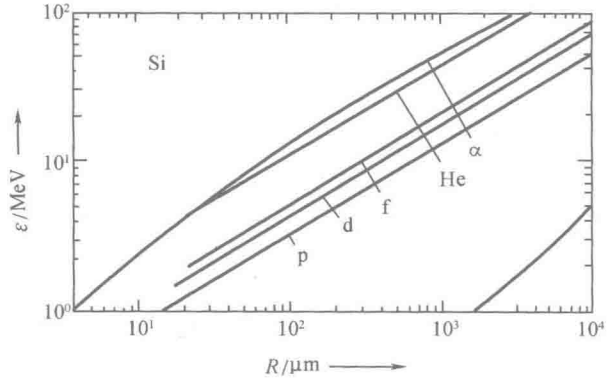


图 2－3　不同重带电粒子在 Si 中的射程与能量关系曲线

2.2　β 射线(电子)与物质的相互作用

β 射线(包括电子和正电子)是轻带电粒子,质量小,能量损失情况和运动轨迹与重带电粒子相比很不一样。电子在物质中的运动轨迹十分曲折。电子与靶原子的作用除了电离能量损失外,还有辐射能量损失。

2.2.1　电离损失

快电子通过靶物质时,也会与原子的核外电子发生非弹性碰撞,使物质原子电离或激发而损失能量,这与重带电粒子情况类似。电离损失是 β 射线在物质中损失能量的主要方式。单位路径上的能量损失,即阻止本领由下面的公式给出:

低能时(非相对论)

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=\frac{4\pi e^4}{m_0v^2}NZ\left[\ln\frac{2m_0v^2}{I}-1.232\,9\right] \tag{2-5}$$

高能时(相对论)

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 v^2}\left[\ln\frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)}-\ln 2\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right)+(1-\beta^2)+\frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2\right] \tag{2-6}$$

式中，E 为入射电子的动能，β 为相对论因子。因为能量为 MeV 级的 β 粒子速度已接近光速，故需考虑相对论效应。

2.2.2 辐射损失

β 粒子穿过物质时，除了使原子电离或激发损失能量外，还有另一种损失能量的方式——辐射损失。

1. 韧致辐射

当电子经过原子核附近时受库仑场的作用，产生加速度（速度发生变化），会发射出电磁波（光子），这种电磁辐射叫作韧致辐射。

根据电磁理论，电磁波的振幅正比于加速度 a，而加速度正比于入射带电粒子和原子核之间的库仑力，即 $a\propto Ze^2/m_e$。因此电磁辐射的强度，即振幅的平方正比于 Z^2/m_e^2。理论计算得到的韧致辐射引起的能量损失率为

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}\propto\frac{Z^2}{m_e^2}NE \tag{2-7}$$

式中，m_e 是入射电子的质量，E 是入射电子的能量，Z 是靶物质的原子序数，N 为单位体积中物质的原子数，脚标 rad 表示辐射损失。

（1）辐射损失率与 Z^2 成正比，表明电子打到重元素中，容易发生韧致辐射。这一特性对选择合适的材料来阻挡 β 粒子很重要。因为电离损失率与 Z 成正比，从电离损失角度考虑，采用高 Z 元素来阻挡 β 粒子较好；然而，这会产生很强的韧致辐射，反而起不到防护作用，所以应采用低 Z 元素防护 β 粒子（一般用有机玻璃或铝来防护 β 粒子）。例如，2 MeV 的电子，它的辐射损失占总能量损失的比例，在有机玻璃中只占 0.7%，而在铅中超过 20%。

（2）辐射损失率与粒子能量 E 成正比。这点与电离损失不同，所以电子能量低时，电离损失占优势；能量高时，辐射损失更加重要。在相对论能区，辐射损失与电离损失之比为

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}}=\frac{ZE}{800} \tag{2-8}$$

式中，能量 E 的单位为 MeV。

2. 切伦科夫辐射（Cherenkov Radiation）

除了上面介绍的韧致辐射外，快电子在穿过透明介质时，其速度大于光在该介质中的速度 c/n（n 为该介质的折射率），会在某一特定方向发射出电磁波，称为切伦科夫辐射。切伦科夫辐射沿 $\theta=\cos^{-1}\left(\frac{1}{n\beta}\right)$ 方向传播，即波前在张角为 θ 的圆锥面上，如图 2-4 所示。

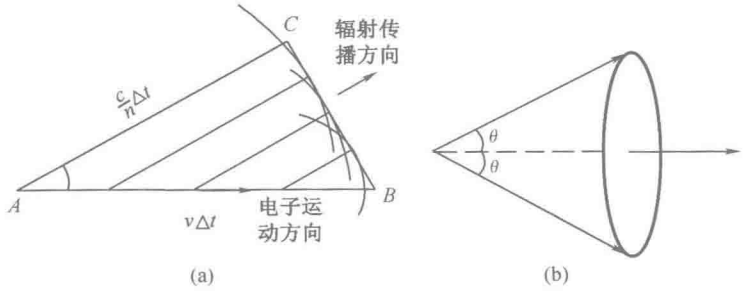


图 2-4　切伦科夫辐射示意图

2.2.3　β 射线的射程

由于电子很轻，可在物质中多次散射改变运动方向，因此射程概念只有有限的适用性。

β 谱是连续的，因此没有相应的射程。射线的最大射程与 β 射线能谱中的最大能量 $E_{\beta m}$ 之间的关系也只能用经验公式来表示，这样的经验公式同样适用于单能电子情况。对于铝吸收体，β 粒子射程与能量之间有下列经验公式：

$$R = 0.407E_{\beta m}^{1.38}，当\ 0.15\ \text{MeV} < E_{\beta m} < 0.8\ \text{MeV}$$

$$R = 0.542E_{\beta m} - 0.133，当\ 0.8\ \text{MeV} < E_{\beta m} < 3\ \text{MeV} \tag{2-9}$$

式中，$E_{\beta m}$ 为 β 粒子最大能量，单位为 MeV，R 的单位为 g/cm^2，射程的单位为质量厚度，可以避免直接测量薄吸收体线形厚度所带来的较大误差。

2.3　X，γ 射线与物质的相互作用

X，γ 射线本质上是一样的，都属于极短波长的电磁辐射，其区别只是产生的来源不同。由轫致辐射或原子内壳层电子跃迁产生的是 X 射线，而 γ 射线起源于核内能级跃迁或电子对湮没过程。它们与物质相互作用的机制与起源无关，只与它们的能量有关。

X，γ 射线与物质相互作用，最主要的三种机制为光电效应、康普顿效应（又称康普顿散射）和电子对效应。作为主要研究生，吴有训对康普顿效应的发现做出了重要贡献，对于电子对效应的发现，赵忠尧起了先驱者的重大作用。

2.3.1　光电效应

γ 光子与靶物质原子相互作用，将 γ 光子的全部能量转移给原子中的束缚电子，使电子从原子中发射出来，而光子消失。光电效应发射出来的电子称为光电子。原子吸收了光子的全部能量，其中一部分消耗于光电子脱离原子束缚所需的电离能（电子在原子中的结合能），另一部分就作为光电子的动能。所以，光电子的能量就是入射光子的能量和该束缚电子所处电子壳层的结合能之差。因此，要发生光电效应，γ 光子能量必须大于电子的结合能。

发生光电效应时，从原子内壳层上打出一个电子，在此壳层上就留下空穴，并使原子处于激发状态。这种激发状态是不稳定的，退激的过程有两种：一种过程是外层电子向内层

跃迁，来填补这个空穴，使原子恢复到较低的能量状态。两个壳层结合能之差，就是跃迁过程中释放的能量，以特征 X 射线形式释放出来；另一种过程就是原子的激发能交给外壳层的其他电子，使它从原子中发射出来，这种电子称为俄歇电子。铅的光电吸收曲线如图 2－5 所示。

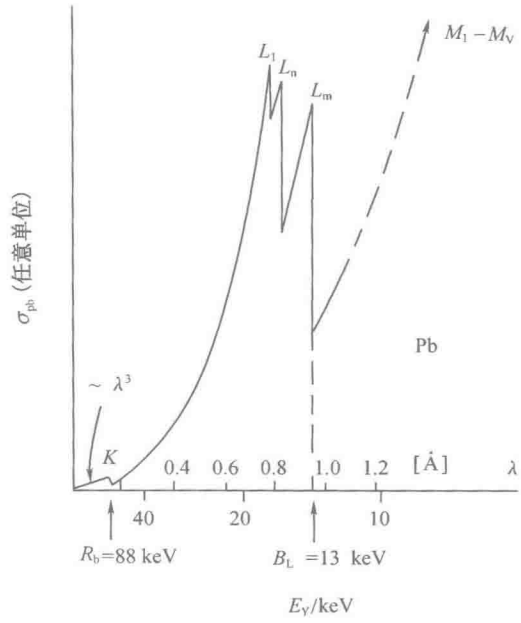


图 2－5 铅的光电吸收曲线

2.3.2 康普顿效应

入射 γ 光子与原子的外层电子发生非弹性碰撞，一部分能量转移给电子，使其成为反冲电子，而散射的光子的能量和运动方向发生变化，称为散射光子。

设入射光子波长为 λ，出射光子波长为 λ'，则有

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos\theta) \tag{2-10}$$

式中，m 为电子质量。

反冲电子沿 φ 方向运动，则有

$$\tan\varphi = \frac{\cot(\theta/2)}{1+\alpha} \tag{2-11}$$

式中，$\alpha = \frac{\hbar\nu}{mc^2} = \frac{\lambda_c}{\lambda}$，$\lambda_c = \frac{2\pi\hbar}{mc} = 2.426\ 2 \times 10^{-10}\text{cm}$，即电子的康普顿波长。

反冲电子的动能为

$$E_{kin} = \hbar\nu \frac{2\alpha\cos^2\varphi}{(1+\alpha)^2 - \alpha^2\cos^2\varphi} \tag{2-12}$$

当 $\varphi = 0°$ 时，反冲电子能量最大，为 $\frac{2\alpha}{1+2\alpha}\hbar\nu$。

康普顿散射光子能量与散射角的关系如图 2 -6 所示，用极坐标表示的微分散射截面与散射角度、能量的关系如图 2 -7 所示。

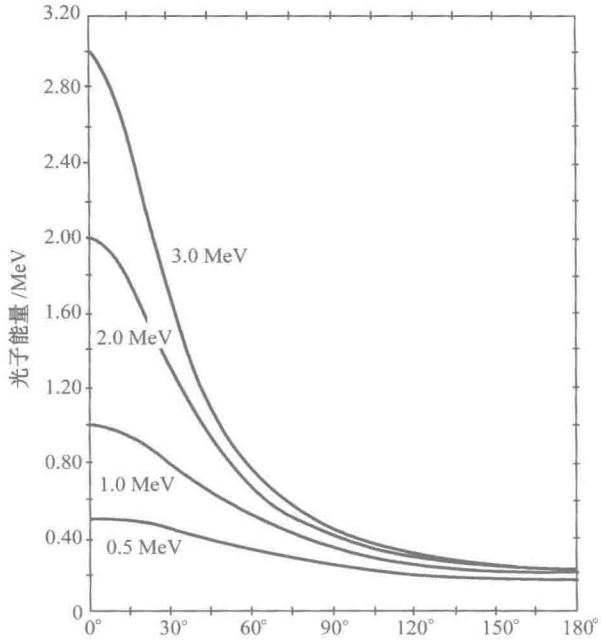


图 2 -6　康普顿散射光子能量与散射角的关系曲线

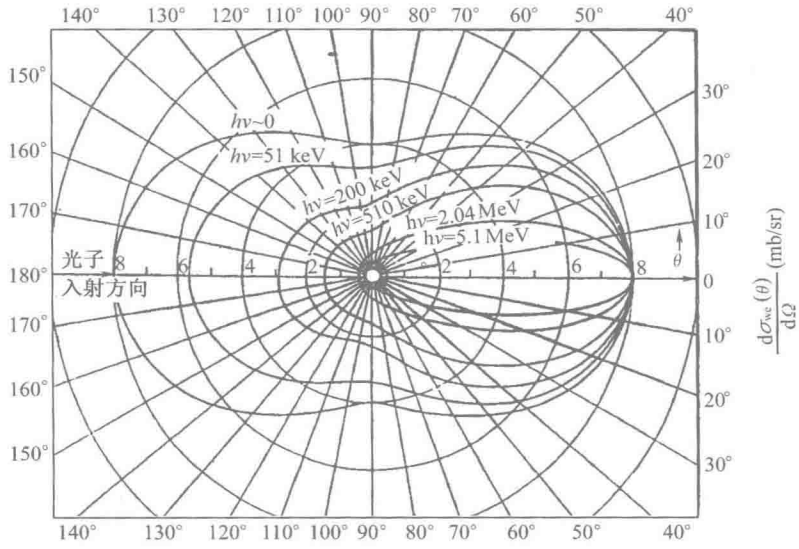


图 2 -7　用极坐标表示的微分散射截面与散射角度、能量的关系示意图

2.3.3 电子对效应

当γ光子从原子核旁经过时，在原子核库仑场作用下，γ光子转化为一对正负电子，这种过程称为电子对效应。根据能量守恒，只有入射光子的能量大于1.022 MeV（即电子质量的2倍），才能发生电子对效应。入射光子的能量一部分转变为正负电子对的静止能量，其余就作为它们的动能。根据能量守恒定律，即有：

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_{e^+} + E_{e^-} \tag{2-13}$$

式中，E_{e^+}和E_{e^-}分别为正负电子的动能。

除了在原子核的库仑场中发生电子对效应外，在电子的库仑场中也能产生正负电子对。不过电子质量小，反冲能量较大，所以产生电子对的最低入射光子能量至少是$4m_0c^2$，即2.044 MeV，产生2个电子与1个正电子，并有相当大的动量。

电子对产生后往往伴随着湮没辐射。正电子在介质中寿命很短，当它减速静止时会与介质中的一个电子发生湮没，从而在彼此成180°方向上发射两个能量各为0.511 MeV的γ光子。

当γ光子与物质原子一旦发生上述三种作用，原来能量为$h\nu$的光子消失或散射后能量改变，并偏离原来的入射方向，即从原来的入射γ中移去。没有与物质发生相互作用的光子穿过吸收层，其能量保持不变。γ射线穿过物质时强度逐渐减弱，如图2-8所示。

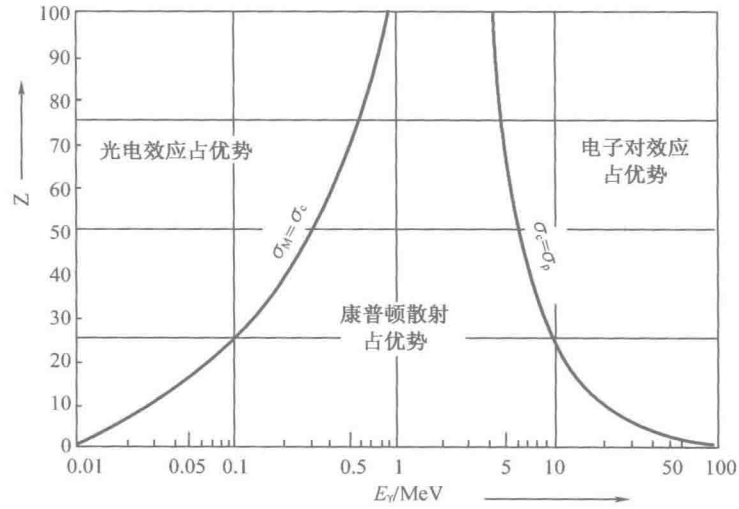


图2-8 按光子能量和原子序数来表示的三种相互作用占优势的区域示意图

当准直的γ射线通过吸收物质时，其强度的衰减遵循指数衰减规律，即：$I = I_0e^{-\mu} = I_0e^{-\mu_m t_m}$，式中，$I$为经过厚度$t$(cm)或$t_m$(g/cm^2)的物质后的强度，$I_0$是入射γ射线的初始强度，$\mu$称为线性衰减系数或线性吸收系数(cm^{-1})，μ_m为质量吸收系数(cm^2/g)，$t_m = \rho t$，$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$，密度ρ的单位为g/cm^3。

铅的吸收系数与 γ 射线能量的关系如图 2 -9 所示。

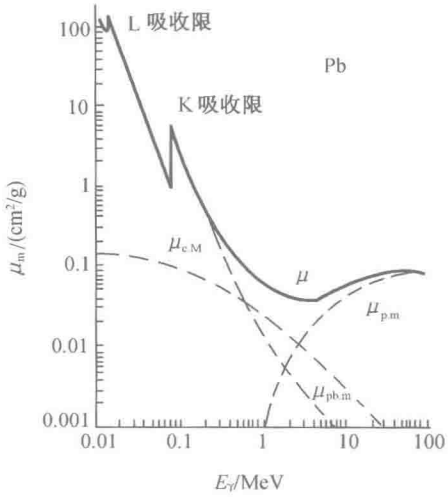


图 2 -9　铅的吸收系数与 γ 射线能量的关系

簇射(Shower):一个高能电子在物质中(空气)由于韧致辐射可连续产生几个高能 γ 光子,集中在向前方向,这些光子又产生几个电子对,也集中于向前方向。这些电子对又产生一批韧致辐射与湮没 γ 光子。如此反复,粒子数呈指数式增长,形成簇射。

除了上述三大效应外,还有一些概率较小的效应。

2.3.4　瑞利散射

X,γ 射线能量低时(keV 或数十 keV 时)与束缚电子之间发生弹性碰撞,靶原子保持它的初始状态。碰撞后的光子能量不变,即电磁波波长不变,称为瑞利散射(是一种相干散射)。散射光子主要沿入射方向发射。在光子能量低、靶物质原子序数大时,这种相干散射占优势。

2.3.5　光核反应

大于一定能量的 γ 光子与物质原子的原子核作用,能发射出粒子,例如(γ,n)反应。但这种相互作用的大小与其他效应相比是很小的,通常可以忽略。

2.4　中子与物质的相互作用

由于中子电中性,与物质中的电子不能发生库仑相互作用而使原子电离。因此,中子与物质的相互作用主要是中子与物质原子的原子核之间的相互作用,从而产生次级带电粒子。

中子与物质的相互作用主要有:弹性散射 A(n,n)A、非弹性散射 A(n,n′)A*、各种核反应和裂变过程 A(n,$f_1f_2$nn)B 等。

中子核反应产生的带电粒子或 γ 射线可与物质发生相互作用。

2.4.1 弹性散射

当一个中子($A_n=1$)与质量数为 A 的核作弹性碰撞时,设其质心系中散射角为 θ,则中子碰撞前后能量比为

$$\frac{E}{E_0}=\frac{1}{(A+1)^2}(A^2+1+2A\cos\theta) \tag{2-14}$$

实验室系散射角 θ_L 与质心系散射角 θ 的关系为

$$\cos\theta_L=\frac{A\cos\theta+1}{(A^2+1+2A\cos\theta)^{1/2}} \tag{2-15}$$

当中子与质子碰撞时,反冲质子最大能量可达 E_0(当 $\theta=0°$时),最低能量为 0。当中子能量不大于 14 MeV,反冲质子与中子角分布几乎是各向同性的,反冲质子与中子的平均能量近似为 $E_0/2$。

反应堆内裂变中子的慢化过程主要是中子与堆内物质核(主要是 H,^{2}H,C)的弹性散射。

2.4.2 非弹性散射

在非弹性散射过程中,中子的一部分动能转化成被碰撞核的内能,使其处于某些激发态,这些激发态再经过发射 γ 射线或带电粒子退激,如图 2-10 所示。

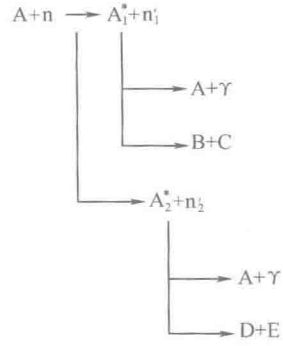


图 2-10 非弹性散射示意图

产生非弹性散射的必要条件是中子动能大于被碰撞核的激发能。

在某些情况下非弹性碰撞可高效率地使中子降低能量。例如,14 MeV 中子要经过 3 次与氢的弹性碰撞才能使其平均能量降到 1.8 MeV 以下。若先用 20 cm 左右的铜或铁慢化,可使大多数中子经一次非弹性碰撞将平均能量降到 2 MeV 以下,然后再经聚乙烯等含氢物质作进一步慢化。

2.4.3　热中子、冷中子与物质的相互作用

热中子是其运动速度与室温下周围物质分子的热运动达到平衡的状态。室温时，热中子的能量为 0.025 4 eV，速度为 2 200 m/s。一般将能量为 0.4 eV 以下的中子能区称为热中子能区，0.4 eV ~ 10 keV 称为超热中子能区或中能中子能区，10 keV 以上称为快中子能区。热中子能区的低能端（meV 区）称为冷中子，因为此时相当于低温物质分子运动平衡区。

热中子区的波长与一般固体晶格点阵常数相近（1 Å 左右），能量又与固体晶格点阵上原子的振动能相仿。冷中子区的波长与生物大分子晶体的晶格点阵常数相近（100 Å 左右）。它们有突出的波动性，有明显的衍射效应，这些特性，对于研究凝聚态物理与生命科学有重大意义。

2.5　探测器简介

将看不见的射线转变为可以测量观察到的宏观物理量的传感器，称为探测器。探测器可以分为径迹探测器和电探测器两大类。

2.5.1　径迹探测器

径迹探测器是将带电粒子走过的路径记录下来，由径迹的长度、粗细、颗粒密度、弯曲程度、δ 电子的数量等径迹参数定出该粒子的电荷量、质量和能量等，并记录空间运动方向与径迹数量，还可跟踪径迹观察其衰变与反应情况。

早期的径迹探测器还看不见单个粒子的径迹。1896 年，贝克勒尔发现放射性用的是普通的照相底片，要有一群粒子才能使照片中的卤化银晶体起足够的化学变化而成像，这一类靠积分（累积）效应的探测器至今仍有应用，例如，测量射线剂量用的热释光片（受照射后，其分子处在亚稳态，累积一段时间后，用红外光照射，这些亚稳态就跃迁到高一些的激发态而瞬即退激发而发出可见光），测大剂量的化学剂量计，测快中子剂量用的气泡探测器（在一个小瓶中装的固态材料可形成气泡）。

测量单个粒子的常用径迹探测器有以下三种：

（1）以气体为介质。其中饱和蒸汽在粒子路径上凝结的细小水珠形成径迹，叫作威尔逊云室。我国物理学家霍秉权，作为威尔逊的学生，曾对提高云室径迹照片的清晰度做出重要贡献。

（2）以液体为介质。过饱和液体在粒子路径上形成的细小气泡组成径迹。王淦昌发现的反西格玛负超子就是用气泡室做出的。

（3）以固体为介质。此类又分为两小类：第一类是核乳胶。此方法是在照相乳胶的基础上，按单个粒子径迹探测器要求而改造成的，其卤化银含量特别高、晶粒特别小、灵敏层特别厚、对带电粒子的灵敏度特别高。钱三强、何泽慧发现三分裂、四分裂就是用的这种乳胶。第二类是固体径迹探测器，许多绝缘体都可以采用。当粒子经过时，路径上形成辐射损伤，虽然可以用电子显微镜观察到，但难以推广应用。美国 Price 首创用 HF 等腐蚀而使

损伤扩大为可用光学显微镜观察的径迹,得到了广泛应用。我国地球化学家欧阳自远主持的吉林陨石雨与月岩研究中,固体径迹探测器起到了重要作用。周口店猿人年代46.2万年由原子能院郭士伦主持,也是用固体径迹探测器测定的(测量古人用火时产生的灰烬中的燧石)。

2.5.2 电探测器

电探测器分为电离探测器和闪烁探测器两大类。

1. 电离探测器

电离探测器有三种,分别是以气体、液体、固体为介质的探测器。

(1)以气体为介质的电离探测器称为气体电离探测器。按工作电压以及由此决定的放大机制来分类,可以分为电离室、正比管、盖革-缪勒计数管三种。

入射带电粒子通过气体介质时,由于与气体分子的碰撞而损失能量,使气体分子、原子电离和激发,并在通过的路径上生成大量离子对。一个带电粒子在气体中产生一个电子-离子对大约需要30 eV的能量(称为电离能,一般用 ω 表示)。电离室一般由两个处于不同电位的电极组成,电极的形状大多是平行板和圆柱形。电极之间用绝缘体隔开,并密封于充一定气体的容器中。当极间电压很低时,初级电离产生的电子能量较小,不能进一步引起气体中其他分子的次级电离,即收集到的电子数目 $Q=E/\omega$。

电离室有两种类型。一种是电流电离室,用于测量大量入射粒子的情况,平均输出电流 $I=Qe$;另一种是电压脉冲电离室,主要用于测量重带电粒子的能量和强度。由于电子的漂移速度远大于离子的漂移速度,因此输出的脉冲主要是电子脉冲。探测器的信号负载电阻上产生的脉冲电压幅度 $V=Q/C$,C 是极间电容。电离室信号小,因此必须用低噪声的电子放大线路。平行板电离室如图2-11所示。

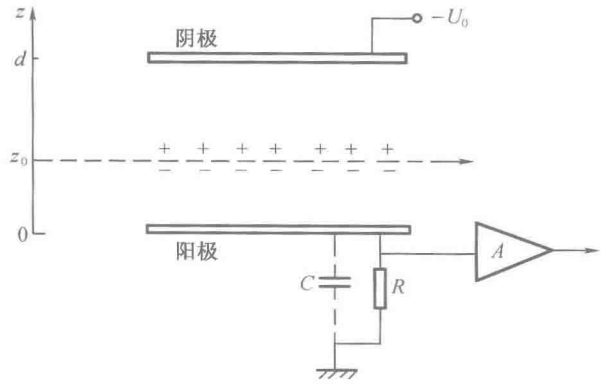


图2-11 平行板电离室示意图

当气体探测器的极间电压增高时,初级电离电子在电场中加速,可产生次级电子,而次级电子又可进一步加速产生三级电子,这样多次反复,就可得到较高电子倍增,即较高的气体放大系数,这就可以用噪声较大一些的电子仪器。通常为了加强正极附近的电场梯度,常用细金属丝作正极,就成了正比管。电压不能太高,以便保持信号幅度 V 与粒子能量 E

的正比关系。

当进一步提高工作电压时，在探测器中会产生“雪崩”，这种气体探测器叫作盖革 – 缪勒计数管。在接近正极丝的附近，电场极高，电子信号不再与入射能量保持线性关系，而是呈击穿状态。此时与入射粒子能量无关，即一个粒子产生一个计数，探测器成了计数器。电子线路更简化，不需放大。

G – M 计数管的坪曲线如图 2 – 12 所示，气体探测器工作区与电场强度关系如图 2 – 13 所示。

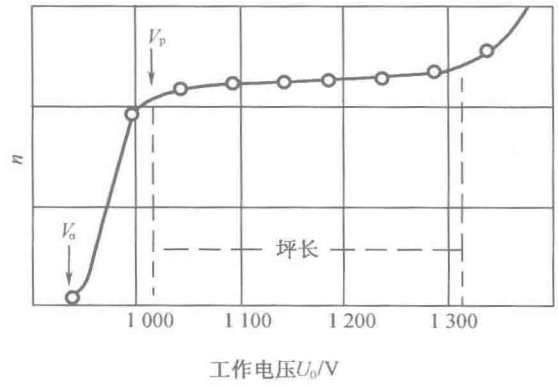


图 2 – 12　G – M 计数管的坪曲线

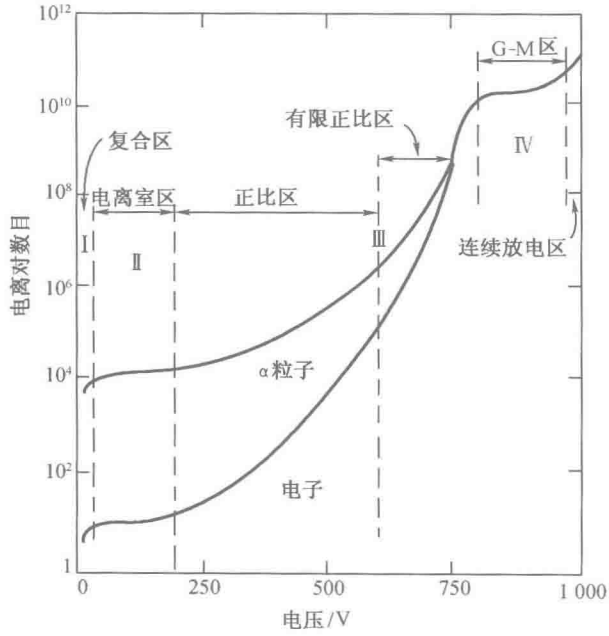


图 2 – 13　气体探测器工作区与电场强度关系曲线

(2)电离室的介质也可以用液体，例如液体氩，其优点是介质密度远大于气体，可用于高能粒子，缺点是液体氩的纯度要求极高，价格很贵。

(3)电离室的介质也可以是固体。较早用绝缘体,由于极化效应难以克服,故性能不佳。20 世纪 50 年代末,发明了半导体探测器,得到了广泛应用。电离辐射在半导体探测器中产生一个电子 - 空穴的能量只需 3 eV 左右,因此同样能量的粒子所产生的电子 - 空穴对数目比在气体中多 10 倍。而能量分辨率改善 3 倍多(N 的统计涨落决定于$\sqrt{N}$,即 $\Delta E \propto \sqrt{N}$,$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N}}$),而且固体的密度远大于气体,因此探测效率也极大增加了。

带电粒子常用 Si 半导体,测量低能 X 射线常用 Si(Li)或碲化镉、碲锌镉等。测量 γ 射线常用高纯锗(HPGe),最大一块锗晶体已达数千克。锗探测器的主要缺点是需要在液氮低温条件下工作。半导体探测器的雪崩区最近才开始进入实用。

Au - Si 面垒半导体探测器外形如图 2 - 14 所示,用 Au - Si 探测器测到高分辨率^{241}Am - α能谱如图 2 - 15 所示。

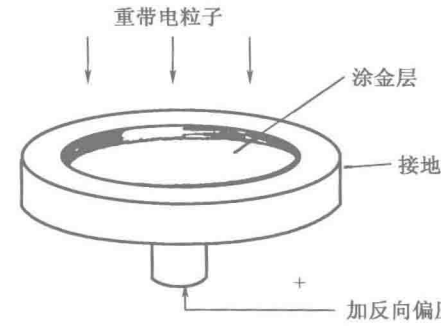


图 2 - 14 Au - Si 面垒半导体探测器外形示意图

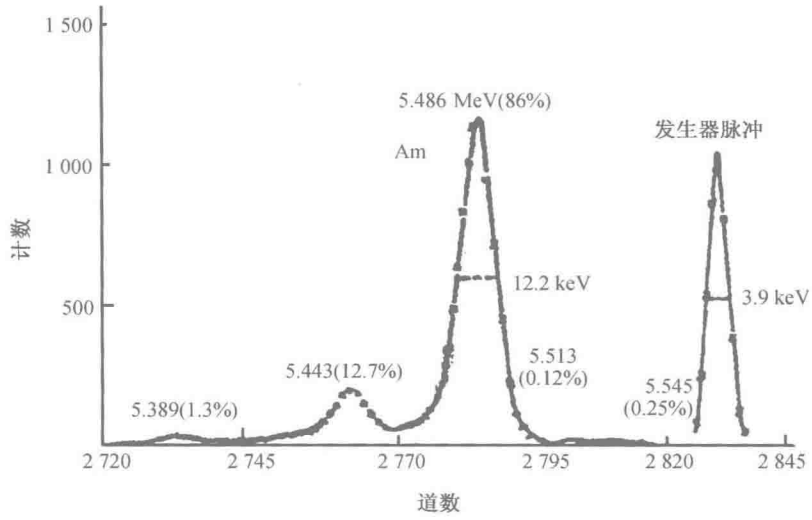


图 2 - 15 用 Au - Si 探测器测到高分辨率^{241}Am - α能谱曲线

HPGe 探测器冷却装置如图 2 - 16 所示,高纯锗探测器所测的高分辨 γ 能谱如图2 - 17 所示。

高纯锗(HpGe)半导体探测器有极好的能量分辨率,也可以做成大体积的。只是必须在液氮低温条件下工作,限制了它的广泛应用。最近可在室温下工作的化合物半导体碲锌镉(简称 CZT)问世。其能量分辨率已接近于高纯锗的水平,只是目前最大厚度只为15 mm,对能量高的 γ 射线探测还有困难。所测 γ 谱如图 2 - 18 所示。

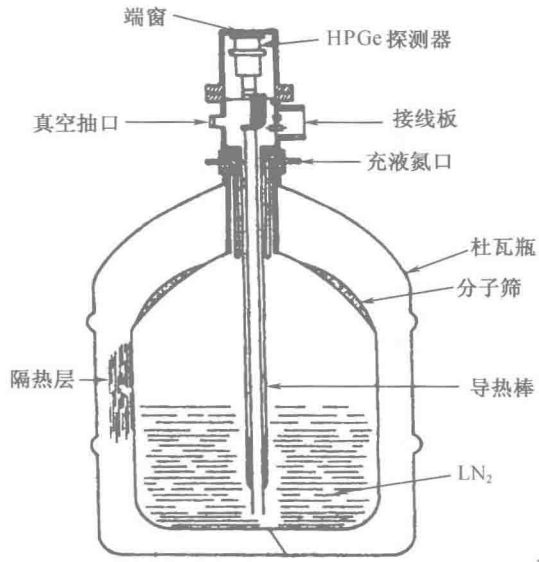


图 2－16　HPGe 探测器冷却装置示意图

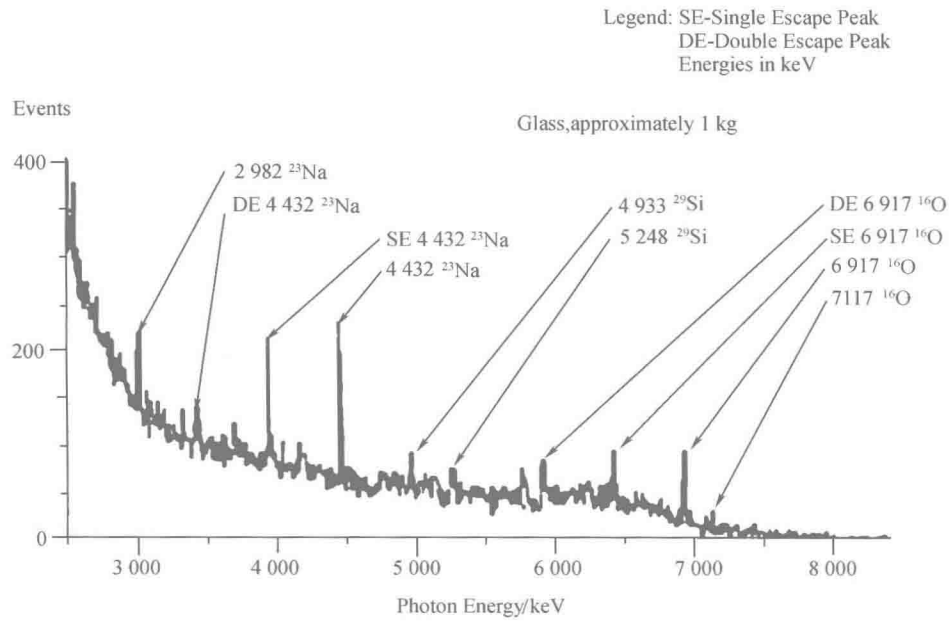


图 2－17　高纯锗探测器所测的高分辨率 γ 能谱(分析玻璃中氧、硅、钠含量)

2. 闪烁探测器

电探测器的第二类是闪烁探测器。闪烁探测器一般由闪烁体、光电倍增管和相应的电子仪器三部分组成。闪烁晶体(或液体、气体)将带电粒子的能量转换成光能。带电粒子进入闪烁体时,使闪烁发光体中心激发,很快就退激发而发出荧光。荧光进入光电倍增管的光阴极,射出光电子,光电子再经光电倍增管的打拿极倍增(若每级增 3 倍左右,8 级将增加

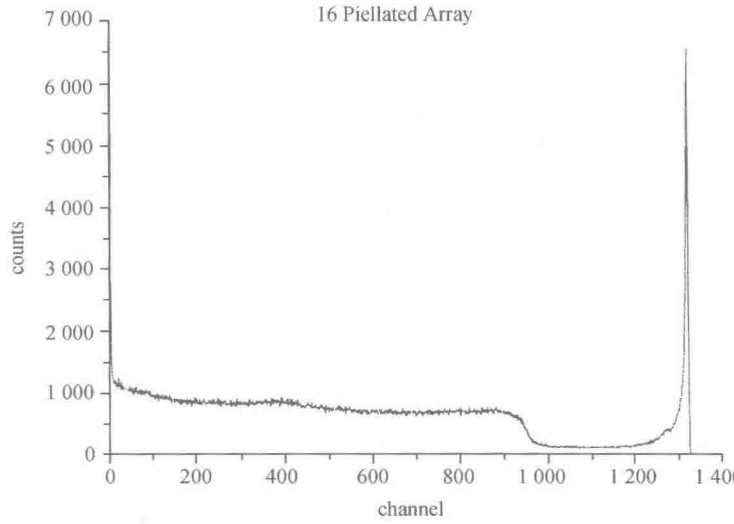


图 2－18　室温半导体碲锌镉测的^{137}Cs γ谱(662 keV)

20 000 多倍),从阳极输出较大的信号。最近作为电真空器件的光电倍增管,在某些场合,也被小巧的(3 mm × 3 mm)半导体硅光电倍增管或 1 mm × 1 mm 的雪崩式光敏二极管(APD)代替。

最近出现的 $LaBr_3$(Ce)闪烁晶体,对 662 keV 的^{137}Cs 的 γ 射线能量分辨率已达 2.5%,与室温半导体碲锌镉($Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$)的 0.5% 已接近。

闪烁探测器如图2－19所示,NaI(Tl)测得的^{137}Cs 的 γ 谱如图 2－20 所示。用 $LaBr_3$(Ce)测得煤的快中子活化分析瞬发 γ 谱如图 2－21 所示。

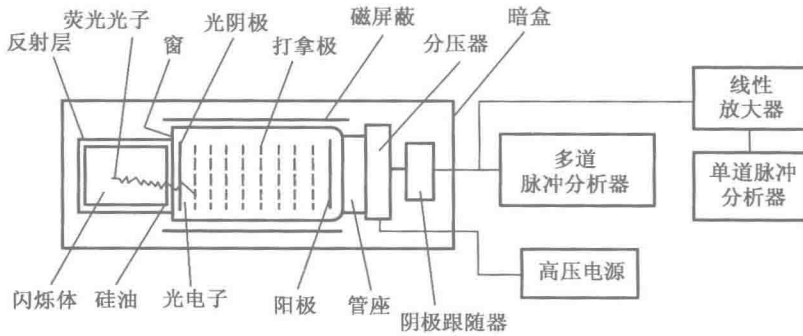


图 2－19　闪烁探测器组成示意图

闪烁探测器的主要优点是可以做成很大的体积,因而对 γ、中子可以有较高的探测效率。缺点是能量分辨不如气体电离探测器,更不如半导体探测器。由于粒子－光－电子两次转换,对于最常用的 NaI(Tl)探测器与配合好的光电倍增管,大致要 300 eV 的能量才能得到一个光电子,因此能量分辨率比气体电离探测器差 3 倍多,比半导体探测器差 10 倍左右。

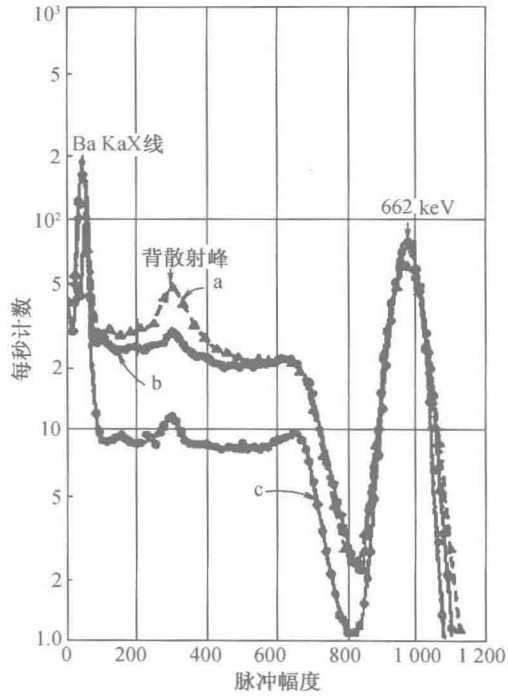


图 2－20　NaI(Tl)测得的^{137}Cs 的 γ 能谱

a—加强背散射峰；b—NaI 晶体较小；c—晶体较大(b 与 c 的主峰计数归一)

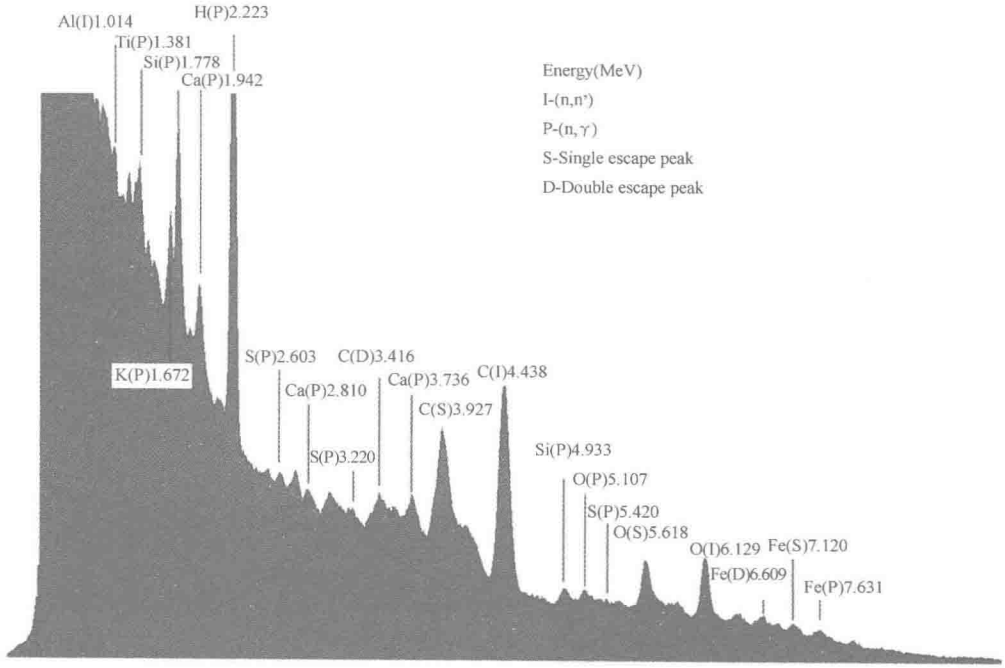


图 2－21　用 $LaBr_3$(Ce)测得煤的快中子活化分析瞬发 γ 谱(有 9 种元素的特征峰)

第3章 加 速 器

加速器是用人工方法产生高速带电粒子的装置。家用电视机的显像管及其高压电源即是最简单的电子加速器，X 光发生器也是加速器。

要了解原子核就要变革原子核。天然放射性核素发出的 α 射线能量有限，只有几兆电子伏特。用它轰击原子核时，由于靶核有正电荷 Ze，α 粒子的电荷量为 $2e$，与靶核之间有库仑位垒排斥，只能穿进有限的几种轻核，得到的信息有限。核物理和粒子物理的迅速发展与加速器技术的发展密切相关。

本章将介绍几种常用加速器的简单原理和主要优缺点。

3.1 高压倍加器

1930 年卢瑟福提出了倍加器的原理概念，即在静电场中使带电粒子一级一级逐步加速，每一级的加速电压不高，技术上好实现。

1932 年，卢瑟福的学生 Cockcroft（考克饶夫特）和 Walton（沃尔顿）制成第一台高压倍加器（称考克饶夫特 - 沃尔顿加速器），当时可将质子加速到 400 keV，不久，能量提高到 700 keV，并做了世界上第一个人工加速的核反应：$p + {}^{7}Li \rightarrow \alpha + \alpha$。由于它设备简单，价格低廉，所得到加速粒子能量虽然不高，一般仅几百千电子伏特，但流强很强，至今仍在广泛应用。一是用作中子源。由于 $D + D \rightarrow n + {}^{3}He$，$T + D \rightarrow n + {}^{4}He$ 在很低能量即可发生，T + D 的反应概率在 106 keV 即达共振峰值，常用来作为 14 MeV 中子源。二是用作高能加速器的注入器，也要求强流。

原子能院前身（中国科学院近代物理研究所）早在 20 世纪 50 年代初即建成了高压倍加器（由杨澄中主持）。20 世纪 60 年代初，原子能院二部为了开展中子物理工作，分别由胡仁宇、陆祖荫主持制成 2 台倍加器，后来由上海先锋电机厂生产了一批倍加器。

20 世纪 80 年代，在北京大学纳秒调制技术协作下，原子能院制成了一台 600 kV、纳秒脉冲调制的强流倍加器，相当高效率地使用至今。

为了极低能量聚变反应截面测量的需要，目前原子能院又研制了一台极低能量的强流倍加器。

3.2 静电加速器

1927 年，美国人范德格拉夫对静电加速器进行了初步设计。1931 年，他在一个表面十分光滑的金属球壳内部反复积累正电荷，使金属球壳表面感应电量逐渐增加，最后达到一个尚不放电击穿的高电压。原始电荷在一条绸布带上不断喷上电荷，绸带不断滚动，将电荷带到球壳中心。

早期静电加速器在空气中运行，空气绝缘性不佳，电压只能达几百千伏。后来改进为装在充有 SF_6 气体的钢筒中，并改进了加速管的结构，使电压可以达到 6 MV，甚至更高，工作原理示意图如图 3 - 1 所示。

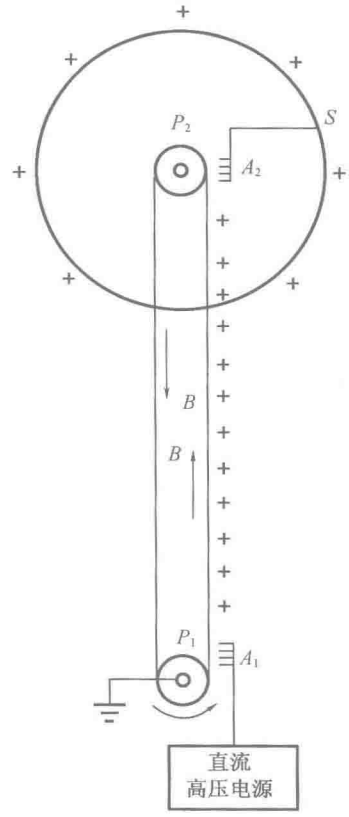


图3-1 范德格拉夫静电加速器工作原理图

1946年,范德格拉夫与人合作创办了高压工程公司HIVEC,正式生产静电加速器,并于1959年开始生产更高能量的串列静电加速器(Tandem Electrostatic Accelerator)。这种加速器的原理是将离子源置于地电位,并产生负离子(H^-,$^2H^-$等)。负离子向高达V兆伏的正电极加速,得到能量V(MeV)。高速负离子与"剥离膜"碰撞,不但将最外面的电子电离出去,而且可以将原子进一步剥离成带q个正电荷的正离子,它再向地电位运动(靶接地),又得到qV(MeV)的加速能量,总共得到的能量是$(1+q)V$。由于重核可以得到较高的q值,而且地电位的离子源容易改变离子种类,所以这种加速器在重离子物理工作中得到了很好的应用。

串列加速器保证了静电加速器有较好的能散度(~0.01%)与容易调变能量的优点。缺点是束流较弱,能量也不是很高。

HIVEC的串列加速器有EN(端电压6 MV)、FN(端电压7.5 MV)、super FN(9 MV)、MP(10 MV)、HI-13(13 MV)等系列,最高能量的是英国Daresburg的30 MV(现已关闭)。

在赵忠尧先生1950年从美国带回的一些零部件的基础上,我国于20世纪50年代在原子能院前身(中国科学院近代物理研究所),在赵忠尧、李整武等指导下,由叶铭汉、徐建铭、金建中、孙良方等先后研制成一台0.7 MV空气中的静电加速器和一台2.5 MV用SF_6气体绝缘的静电加速器。

20世纪60年代,从苏联进口一台2.5 MV的静电加速器,后来上海先锋电机厂也生产

了一批静电加速器。

20 世纪 80 年代,兰州近代物理所自制了 2 MV 的串列,上海原子核所在原子能院与兰州近代物理所的合作下自制了 6 MV 的串列。

原子能院在 20 世纪 80 年代进口了一台 HI－13 串列加速器,每年运行时间长达 4 000 h,并对输电链等部件作了国产化。现已准备扩建二期工程,在前面加一台 100 MV 的回旋加速器作注入器,在串列加速器的后面加一段超导直线加速器,将发挥更大作用。两级串列静电加速器如图 3－2 所示。

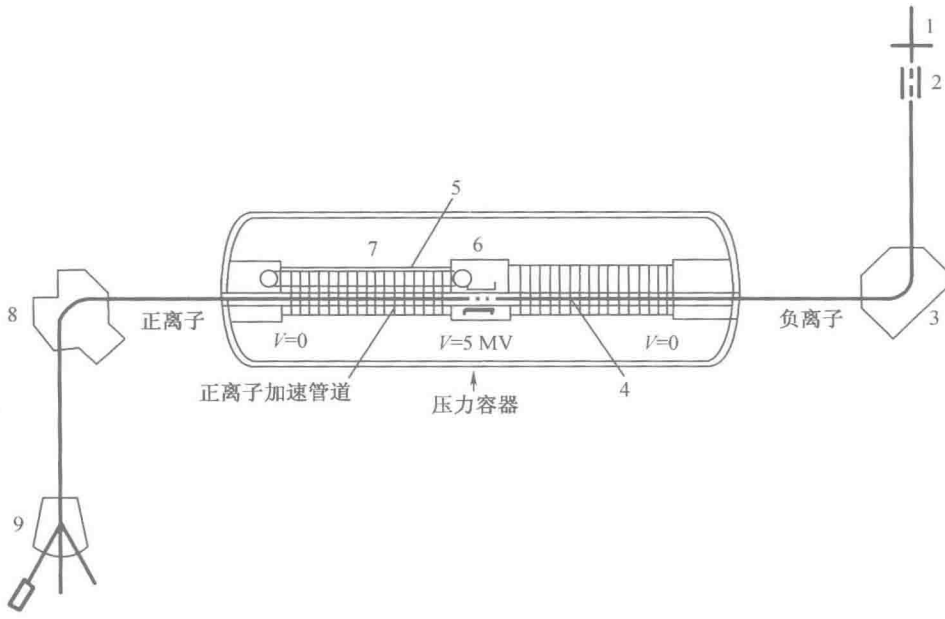


图 3－2　两级串列静电加速器示意图

1—正离子源;2—加电子使成负离子;3—偏转磁铁;4—负离子加速管道;5—输电带;6—剥离膜区(负离子剥离成正离子);7—正离子加速区;8—偏转磁铁;9—开关磁铁

3.3　直线加速器

1924 年,艾辛(G. Ising)提出了离子直线加速器方案,即高频交变电场与带电粒子的运动匹配。1928 年,维德罗(E. Wideroe)实现了 50 keV 钠、钾离子的加速。第二次世界大战期间,由于雷达的兴起及超高频和微波技术的迅速发展,高频发展到微波领域。第二次世界大战后,英国原子能研究所的弗莱尔(Fry)首先建成电子直线加速器。

直线加速器后来向两个方向发展:一是强流,二是高能。强流主要作应用,如医学、探伤、集装箱检查等,高能主要作基础研究。直线加速器原理如图 3－3 所示。

我国第一台直线加速器是谢家麟在 1956 年回国后开始研制的 30 MeV 电子直线加速器,由原子能院的中关村分部研制。通过这项工作,主要培养了一批干部,也加强了国内微波工业的发展。

在此基础上,原子能院二部于 20 世纪 80 年代制成了 12 MeV 的电子直线加速器,

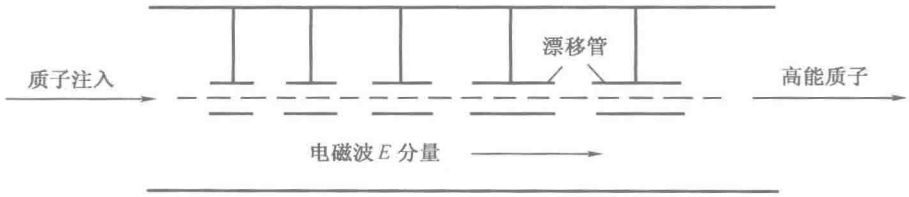


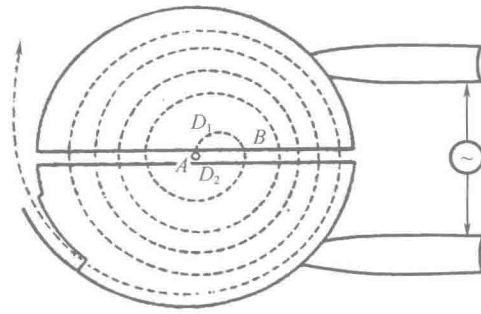
图 3-3 直线加速器原理图

3 MeV和4 MeV 的电子直线探伤加速器,以及集装箱检查系统用的9 MeV,6 MeV,2.5 MeV 的电子直线加速器和1.5 MeV 的小型加速器。

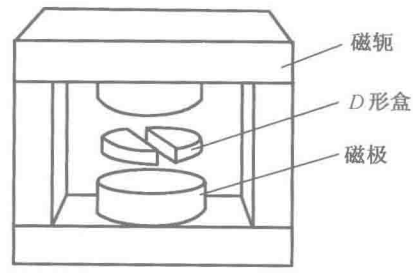
中关村分部转入高能所后,先建了一台35 MeV 的质子直线加速器,原准备作高能加速器的注入器,后来因高能加速器改为电子对撞机方案,因此该质子加速器改为快中子治癌应用,之后高能所建了1.2 GeV 电子直线加速器作储存环的注入器。

3.4 回旋加速器

采用直线加速器,要得到更高能量则装置就要更长,体积更大,因此劳伦斯考虑如果离子轨道要是能像卷尺那样卷起来就好了。1929 年,劳伦斯提出了回旋加速器原理,使粒子在与其运动平面垂直的磁场中旋转,每转半圈高频电场极性就会改变,使其得到加速,这样反复加速使能量不断提高。最后,粒子沿螺旋形轨道从 D 形盒边缘引出,能量可达几十兆电子伏特,如图3-4 所示。



(a)



(b)

图 3-4 回旋加速器结构示意图

设带电粒子电荷为 qe，圆周运动半径为 ρ，磁场强度为 B（严格说是磁感应强度，因在真空中，$\mu=1$），粒子速度 v 与质量 m 之间有如下关系：

$$\rho=\frac{mv}{qeB} \tag{3-1}$$

因离心力 mv^2/ρ 和洛仑兹力 $qevB$ 相等，则相应的回旋运动的旋转频率为

$$f=\frac{v}{2\pi\rho}=\frac{qeB}{2\pi m} \tag{3-2}$$

在非相对论近似下，v 远远小于 c，$m\sim m_0$，即近似为常数。当 v 增加时，回旋半径将越来越大，但 v/ρ 不变，即 f 为常数，故可反复加速。

回旋加速器的发展也分为高能与强流两大方向。在高能方向，经同步加速器、强聚焦两个里程碑后发展到“对撞机”。对撞机克服了传统的加速粒子轰击固定靶实验模式的缺点，这种实验在质心系中的有效能量仅为 $\sqrt{2E_1E_0}$，其中 E_1 为入射粒子的能量，E_0 为靶核静止质量相应的能量。如果将两个能量均为 E 的粒子发生对头碰撞，质心系有效能量为 $2E$，在高能情况下，远远高于固定靶的能量。例如，能量为（300 + 300）GeV 的质子 - 质子对撞机，与一台能量为 1.8×10^5GeV 的质子同步加速器作用相当。

在强流方向，分离扇形磁铁的等时性回旋加速器得到广泛应用。原子能院 1958 年由苏联进口建成了经典的固定能量的回旋加速器，后来改建成等时性回旋加速器。20 世纪 80 ~ 90 年代，原子能院与比利时合作建成的 CYCIAE - 30 强流质子加速器也是同一类型。中国科学院近代物理所（兰州）于 20 世纪 80 年代建成了大型重离子加速器（HIRFL）也是分离扇形的。我国 BEPC 对撞机示意图如图 3 - 5 所示。

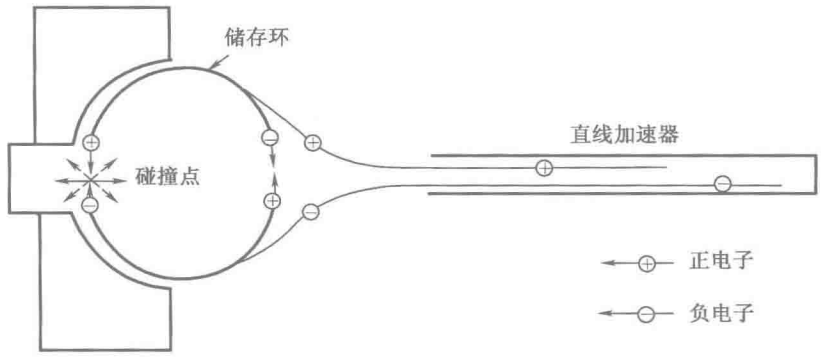


图 3 - 5　我国 BEPC 对撞机示意图

图3-6是合肥同步辐射实验室示意图。

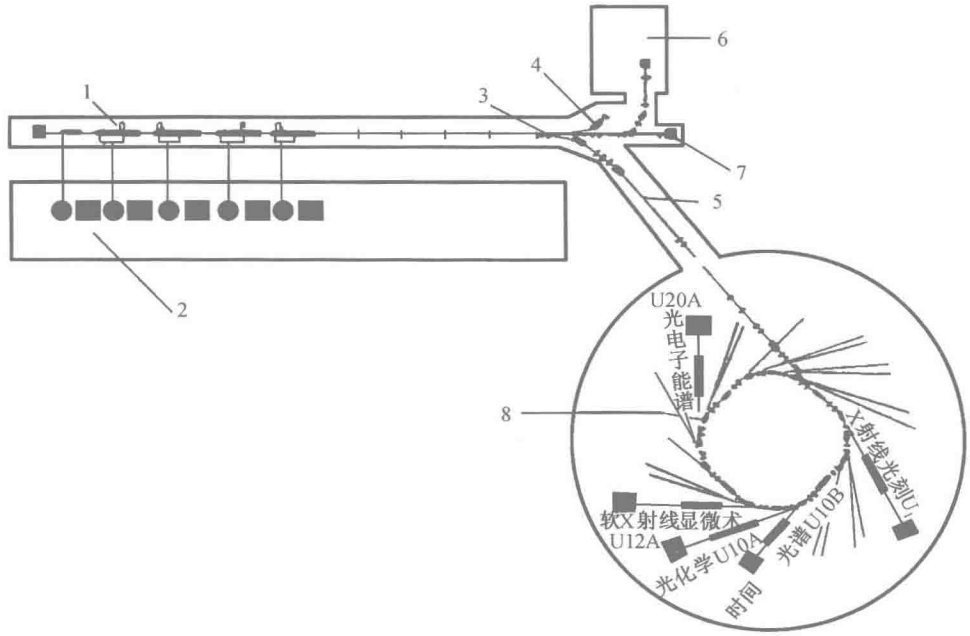


图3-6 合肥同步辐射实验室示意图

1—200 MeV 电子直线加速器;2—速调管走廊;3—开关磁铁;4—磁分析器;5—束流输运线;6—核物理实验大厅;7—束流弃置箱;8—800 MeV 电子储存环

第4章　原子核的基本性质

为了了解原子核，人们首先测定了它作为整体所具有的静态性质，也就是说，首先从外部来观察原子核所具有的“外貌”，以得到一个基态核的图像。这些基本性质包括原子核的组成、质量、大小、自旋和统计性、宇称、磁矩和电四极矩等。这些性质和原子核结构及其运动变化有密切关系。

4.1　原子核的组成

一个质量数为 A（核子数）、原子序数为 Z 的核素，由 Z 个质子和 N 个中子组成，其中 $A=N+Z$，标记作 ${}^{A}_{Z}X_{N}$ 或 ${}^{A}_{Z}X$。Z 相同而 N 不同的核素，称为同位素。N 相同 Z 不同的核素，称为同中子素。A 相同 Z 不相同的一些核素，称为同量异位素。

一般横坐标为中子数 N，纵坐标为质子数 Z（或相反），各种核素排列而成的图，称为核素图。质子与中子统称为核子。稳定轻核的 $N\sim Z$，中重核或重核 $N>Z$。因为质子间有长程的库仑力，为了保持原子核的稳定性，必须靠中子数的增加来抵消掉库仑力的破坏作用。库仑力正比于 $A(A-1)$，核力正比于 A。

自由中子是不稳定的，它会衰变成质子、电子加中微子。在核内，由于能量守恒的限制，中子又是稳定的。但当中子较多时，能量守恒定律又允许其中一个中子 β 衰变，这时核也发生 β 衰变，则有 ${}^{A}_{Z}X_{N}\rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y_{N-1}+e^{-}+\tilde{\nu}_{e}$，$\tilde{\nu}_{e}$ 称为电子反中微子。

核中的核子也在不断运动，有时两个中子与两个质子碰在一起组成一个 α 集团。α 集团结合比较紧密，重核中 α 集团有可能从核中放射出来，这就是 α 衰变。

图 4-1 中核素边界上的两条粗黑线分别称为质子滴线和中子滴线，是理论预计的。两条滴线范围内的核素有 7 000 多种。稳定核素约 286 种，其中 60 多种是寿命很长的天然放射性核素。新核素几乎每年都有发现，都是在加速器上合成并鉴定的。现已发现的天然和人造核素约 3 000 种。不发生 β 衰变的核素组成一条 β 稳定线。

有些核中的一个或两个中子被中性超子 Λ^{0}、Σ^{0} 代替，成为超核。图 4-2 是将奇异量子数 S 作为第三维的核素图。S=0 的平面即中子质子组成的核素图。S=-1 的平面为有一个超子的超核图，已发现 40 种核素。S=-2 的平面为有两个超子的双超核素图，刚发现 3 种。图上还留了 C 量子数坐标轴，含 c 夸克的超核有待发现。

实验表明，原子核接近球形，因此通常用核半径来表示原子核的大小。核内质子和中子的分布没有尖锐的边界，而是一个弥散分布。中子、质子本身也是一个弥散分布，不是一个钢球，而是表层有一层介子云。一个核子不断地发射出 π 介子，由于 π 介子寿命很短，射程很小，如果旁边没有另一个核子接受介子时，它只好回到原子核中。核内核子不断做相对运动，更没有尖锐的边界。那么如何来表示核的大小呢？通常有两种核半径的定义。

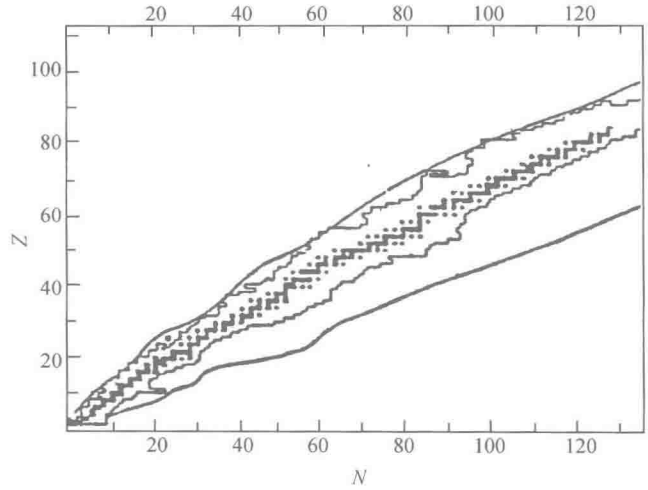


图 4－1　稳定核素(黑方块)、实验已发现的核素(在两条曲折线范围内)图以及理论预告的核素(在两条实线范围内)

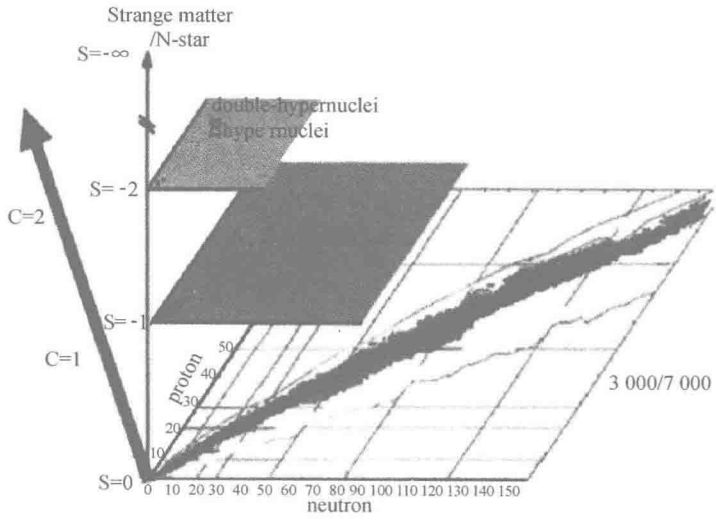


图 4－2　包括超核的核素图

4.2 核的大小(半径)

4.2.1 两种核半径的定义

1. 均方根(rms)半径$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$

$$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}=\left[\frac{\int r^2\rho(r)\,\mathrm{d}\tau}{\int\rho(r)\,\mathrm{d}\tau}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4-1}$$

式中,$\rho(r)$是核电荷(或核物质)的密度。核电荷密度即质子分布的密度;核物质密度为核子(包括质子和中子)分布密度。

2. 等效均匀半径 R

假设$\rho(r)$是均匀分布在半径为 R 的球形核内,即$\rho(r)$是常数,则有

$$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}=\left[\frac{\int_0^R 4\pi r^4\,\mathrm{d}r}{\int_0^R 4\pi r^2\,\mathrm{d}r}\right]^{\frac{1}{2}}=\sqrt{\frac{3}{5}}R,R=\sqrt{\frac{5}{3}}\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}} \tag{4-2}$$

4.2.2 核电荷和核物质分布

在远离 β 稳定线的核素中发现,核电荷密度分布与核物质密度分布可以有明显差异,存在中子晕、质子晕,甚至中子皮。核电荷分布可用高能电子散射作精确测量。因为电子与质子间的库仑作用已了解得很清楚,而且电磁作用比核子间强相互作用小得多(小两个量级),因此电子进入原子核不会明显改变核内核子的运动状态。

为了获得核大小信息,入射粒子波长必须比待测核线度要小,这就要求电子动能 E 需要大于 200 MeV。此动能相应的德布罗意波长为

$$\lambda=\frac{\hbar}{P}\sim\frac{\hbar c}{E}=\frac{197}{E(\mathrm{MeV})}\ \mathrm{fm}\sim 1\ \mathrm{fm} \tag{4-3}$$

利用高能电子散射实验,测得一些核的电荷分布如图 4-3 所示,该分布可用式(4-4)来描述。

$$\rho(r)=\frac{\rho_0}{1+\exp\left(\frac{r-c}{a}\right)} \tag{4-4}$$

式中,ρ_0 为常数,c 和 a 是两个参量,c 是半密度半径[当 $r=c$ 时,$\rho(r=c)=\frac{\rho_0}{2}$];$a$ 是表示核边界弥散程度的参量。一般情况 c 比 a 大得多,所以在核中心部分,电荷密度接近常数。如果定义电荷密度从 $0.9\rho_0$ 降到 $0.1\rho_0$ 的距离为边界厚度 t,则由式(4-4)可得到:$t=(4\ln 3)a=4.4a$。对于不同核素,a 近似为常数。知道了 $\rho(r)$,就可得到均方根半径$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$。大量实验指出,$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}\propto A^{\frac{1}{3}}$,因此等效均匀半径 R 与 $A^{\frac{1}{3}}$近似成正比,即有

$$R=\sqrt{\frac{5}{3}}\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}=r_0A^{\frac{1}{3}} \tag{4-5}$$

其中核半径参数 $r_0 \sim 1.2$ fm。更严格地拟合实验数据，可得到如下经验公式：

$$R = r_0(A^{\frac{1}{3}} + 1.34A^{-\frac{1}{3}}) \quad (r_0 = 1.16 \text{ fm}) \tag{4-6}$$

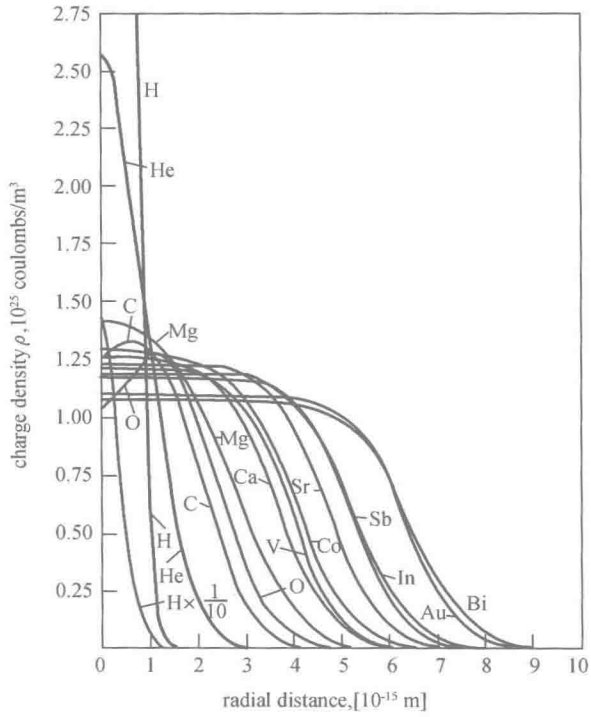


图 4-3　电荷分布示意图

核物质半径实验是由高能核子、π 介子等与核的散射实验来确定的。在此半径内有核力作用半径，半径之外无核力作用。核力是短程力，所以由此定出的核物质半径就是核力作用半径。实验证明，核力作用 $R = r_0A^{\frac{1}{3}}$，其中 $r_0 \sim (1.4 \sim 1.5$ fm)。

4.3　核的结合能

当 N 个中子与 Z 个质子结合成一个核时，会放出能量，即核的质量总是小于组成它的核子的总质量($Nm_n + Zm_p$)。我们把核子的总质量与原子核质量之差，称为原子核的质量亏损，其中 m_n，m_p 分别为中子、质子的质量。质量亏损 $\Delta M(Z,A) = Nm_n + Zm_p - M(Z,A)$。自由核子组成原子核所释放的能量称为原子核的结合能。结合能 $B(Z,A) = \Delta M(Z,A)c^2$。

在核物理中，一个原子质量单位(碳单位)定义为

$$1 \text{ u} = {}^{12}\text{C 原子质量的}\frac{1}{12}$$

12 g 的 ^{12}C 原子为 1 g 原子，即有 6.02×10^{23} 个原子(此为阿伏加德罗常数 N_A)。原子质量单位 u 与 g 或 kg 之间有如下关系：

$$1 \text{ u} = \frac{12}{N_A} \cdot \frac{1}{12} = \frac{1}{6.022\,136\,7 \times 10^{23}} \text{g} = 1.660\,540\,2 \times 10^{-24} \text{ g} = 1.660\,540\,2 \times 10^{-27} \text{kg} \tag{4-7}$$

由相对论质能公式 $E=mc^2$ 得：1 u = 931.494 32 MeV/c^2。

原子核平均每个核子的结合能又称为比结合能，用 ε 表示，即 $\varepsilon=B/A$。一些粒子的质量和能量、结合能与比结合能如表 4-1 及表 4-2 所示。

表 4-1 一些粒子的质量和能量

粒子	静止质量 m/u	能量 mc^2/MeV
电子 e	$5.485\ 8\times10^{-4}$	0.511
μ 子	0.113 429	105.658
质子 p	1.007 276	938.272
中子 n	1.008 665	939.566
氘核 d	2.013 553	1 875.613 4

表 4-2 一些核素的结合能与比结合能

核素	结合能 B/MeV	比结合能 ε/MeV	核素	结合能 B/MeV	比结合能 ε/MeV
^{2}H	2.224	1.112	^{17}F	128.22	7.54
^{3}He	7.718	2.573	^{19}F	147.80	7.78
^{4}He	28.30	7.07	^{40}Ca	342.05	8.55
^{6}Li	31.99	5.33	^{56}Fe	492.3	8.79
^{7}Li	39.24	5.61	^{107}Ag	915.2	8.55
^{12}C	92.16	7.68	^{129}Xe	1 087.6	8.43
^{14}N	104.66	7.48	^{131}Xe	1 103.5	8.42
^{15}N	115.49	7.70	^{132}Xe	1 112.4	8.43
^{15}O	111.95	7.46	^{208}Pb	1 636.4	7.87
^{16}O	127.61	7.98	^{235}U	1 783.8	7.59
^{17}O	131.76	7.75	^{238}U	1 801.6	7.57

对于稳定的核素，以 ε 为纵坐标，A 为横坐标，可以连成一条曲线，称为比结合能曲线，如图 4-4 所示。从图中可以看出以下一些特点：

(1) 比结合能曲线中间高，两端低，说明中等质量的核素的比结合能比轻核、重核都大。结合比较松的核变到结合紧的核，会释放出能量：一种是重核裂变，一个重核分裂成两个中等质量的核；另一种是轻核聚变，两个很轻的原子核聚合成一个重一些的核。

(2) 当 $A<30$ 时，曲线的趋势是上升的，但有明显的起伏。峰的位置都是偶偶核，且质量数为 4 的整数倍，而且它们的 $Z=N$，这表明对于轻核可能存在 α 粒子的集团结构。

(3) 中间部位的 $\varepsilon\approx8$ MeV，为常数，即 $B\propto A$。这表明结合能粗略地与核子数成正比，也反映了核力的饱和性。

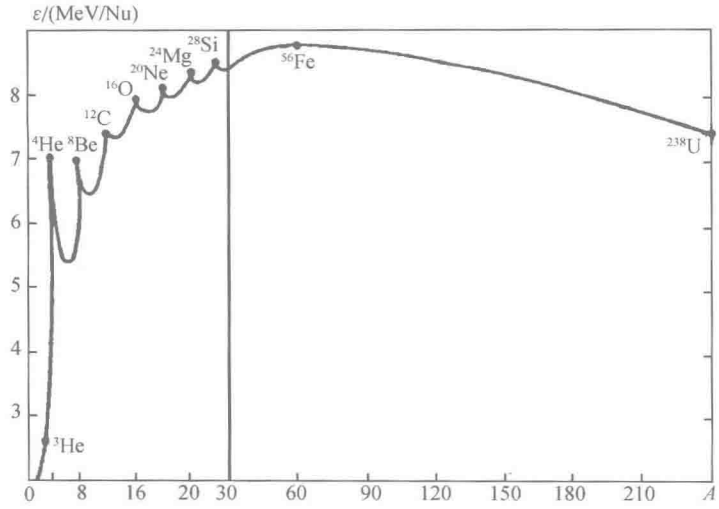


图 4－4　比结合能曲线

4.4　核的自旋与统计性

4.4.1　核的自旋

为了解释原子光谱的超精细结构，泡利提出了原子核作为一个整体必须有自旋的假设。1924 年，乌仑贝克(G. E. Uhlenbeck)和古兹米特(S. A. Goudsmit)提出了自旋的概念。他们的论文送出去后，有人指出这违背了相对论，因为一个原子核的外缘高速旋转时其线速度将超过光速。乌仑贝克与古兹米特曾想撤回论文，但他们的导师认为年轻人敢想，即使有错也值得发表供大家讨论，劝他们不要撤回。论文发表后，连泡利也觉得将新量子数理解为自旋未必正确，后来这一概念一直成功地应用至今。

实验发现，中子、质子和电子一样，都是费米子，自旋(即固有角动量)都是$\frac{1}{2}\hbar$。核的自旋是指它的总角动量，也就是所有核子(中子与质子)的自旋角动量和轨道角动量耦合的结果。

实验发现：所有偶偶核(N 和 Z 都是偶数)的基态自旋都是零；所有的奇偶核的自旋都是 $\hbar$ 的半整数倍；所有奇奇核的自旋都是 $\hbar$ 的整数倍。

4.4.2　核的统计性

自旋为半整数的粒子(如电子、中微子等)都遵守泡利原理，服从费米－狄拉克统计规律，这种粒子称为费米子。自旋为整数的粒子(如光子、α 粒子等)不遵守泡利原理，服从玻色－爱因斯坦统计规律，这种粒子称为玻色子。

对于费米子，在每一个量子态上只能有一个粒子，这就是泡利不相容原理的结果。描

述与费米子系统的波函数相同，对交换任两个费米子应是反对称的，即

$$\psi(X_1,\cdots X_i,X_j,\cdots X_n) = -\psi(X_1,\cdots X_j,X_i,\cdots X_n) \tag{4-8}$$

式中，每一个 X_i 表示第 i 个费米子的空间坐标和自旋。

对于玻色子，每个量子态可容纳的粒子数不受限制，描述与玻色子的波函数相同，对交换任两个玻色子是对称的，即

$$\psi(X_1,\cdots X_i,X_j,\cdots X_n) = \psi(X_1,\cdots X_j,X_i,\cdots X_n) \tag{4-9}$$

式中，每一个 X_i 表示第 i 个玻色子的空间坐标和自旋。

原子核的统计性质可由质子和中子的统计性质得出。两个全同原子核的交换等于交换两个核中的全部 A 个核子。由于核子是费米子，故交换后，系统改变符号为 $(-1)^A$，所以奇 A 核是费米子，偶 A 核是玻色子。

4.5 原子核的磁矩

原子核是一个带电的系统，而且具有自旋，因此它应该有磁矩。电子的磁矩有两部分。

自旋的磁矩：

$$\boldsymbol{\mu}_s = g_s\left(\frac{e}{2m_e}\right)\boldsymbol{P}_s \tag{4-10}$$

轨道运动的磁矩：

$$\boldsymbol{\mu}_l = g_l\left(\frac{e}{2m_e}\right)\boldsymbol{P}_l \tag{4-11}$$

式中，m_e 是电子的质量，$\boldsymbol{P}_s$ 和 $\boldsymbol{P}_l$ 是电子的自旋和轨道角动量，因子 g 称为电子的 g 因子。对于电子 $g_s=-2$，$g_l=-1$。若 $\boldsymbol{P}_s$ 和 $\boldsymbol{P}_l$ 的单位取 $\hbar$，则式(4-10)和式(4-11)可写成：

$$\boldsymbol{\mu}_s = g_s\mu_B\boldsymbol{P}_s \tag{4-12}$$

和

$$\boldsymbol{\mu}_l = g_l\mu_B\boldsymbol{P}_l \tag{4-13}$$

式中，$\mu_B=\dfrac{e\hbar}{2m_e}=9.274\,0\times10^{-24}\,\mathrm{A\cdot m^2}$，称为玻尔磁子。通常电子的磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 用 μ_B 作单位，则有 $\boldsymbol{\mu}=\boldsymbol{\mu}_s+\boldsymbol{\mu}_l=g_s\boldsymbol{P}_s+g_l\boldsymbol{P}_l$。

实验表明，核子也有磁矩，与质子、中子自旋相应的磁矩为

$$\boldsymbol{\mu}_p = g_p\left(\frac{e}{2m_p}\right)\boldsymbol{P}_s \tag{4-14}$$

$$\boldsymbol{\mu}_n = g_n\left(\frac{e}{2m_n}\right)\boldsymbol{P}_s \tag{4-15}$$

式中，g_p 和 g_n 分别为质子和中子的 g 因子，m_p 与 m_n 分别为质子和中子的质量。如果质子和中子都和电子一样是点粒子，应有 $g_p=+2$，$g_n=0$。史特恩(O. Stern)通过实验测量得：$g_p=+5.586$，$g_n=-3.826$，因此通常称质子和中子具有反常磁矩。反常的质子和中子磁矩说明质子与中子不是点粒子，是有内部结构的。虽然中子整体不带电，但它内部存在电荷分布。原子核的磁矩就是其中所有核子的总自旋和总的轨道角动量对磁矩贡献之和。

4.6　原子核的电四极矩

对于任意的带电体系，它在 r 处产生的电势一般表达式为

$$\varphi = \frac{1}{r}\int\rho\mathrm{d}\tau + \frac{1}{r^2}\int\rho z\mathrm{d}\tau + \frac{1}{2r^3}\int\rho(3z^2 - r^2)\mathrm{d}\tau \tag{4-16}$$

式中，$\int\rho\mathrm{d}\tau$ 为对体系的体积积分，代表体系的总电荷，第一项是该体系总电荷在 r 处贡献的电势；第二项为电偶极矩在 r 处贡献的电势；第三项为电四极矩在 r 处产生的电势。

实验和理论分析表明，原子核的电偶极矩为零。

电四极矩定义为

$$Q = \frac{1}{e}\int\rho(3z^2 - r^2)\mathrm{d}\tau \tag{4-17}$$

注意：电四极矩有面积的量纲，单位为靶(b)，$1\mathrm{b} = 10^{-24}\mathrm{cm}^2$。

假如原子核是一个旋转椭球，对称轴的半轴为 c，另外两个半轴为 a，且假定核电荷 Ze 均匀分布，则有

$$Q = \frac{2}{5}Z(c^2 - a^2) \tag{4-18}$$

显然，球形核 $Q=0$；长椭球的核 $Q>0$；扁椭球的核 $Q<0$(图 4-5)。原子核的电四极矩是核偏离球形的量度(根据 Q 值的大小和符号可以推知原子核偏离球形的程度)。一些核素的核矩测量值见表 4-3。

表 4-3　一些核素的核矩测量值

核素	自旋/$\hbar$	磁矩/μ_N	电四极矩/b
n	1/2	-1.913 04	0
^{1}H	1/2	2.792 84	0
^{2}H	1	0.857 44	0.002 875
^{3}H	1/2	2.978 96	0
^{3}He	1/2	-2.127 62	0
^{4}He	0	0	0
^{7}Li	3/2	3.256 42	-0.036 6
^{12}C	0	0	0
^{13}C	1/2	0.702 41	0
^{14}N	1	0.403 760 7	0.015 6
^{176}Lu	7	3.19	6.98
^{235}U	7/2	-0.35	4.9
^{238}U	0	0	0
^{241}Pu	5/2	-0.683	5.600

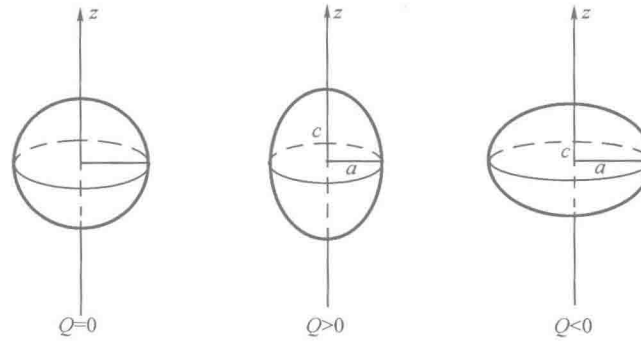


图 4-5 原子核的形状与电四极矩的关系示意图

4.7 原子核的宇称

宇称就是描写微观粒子波函数在空间反演下所具有的对称性，即描写微观体系状态波函数的一种空间反演的性质。

空间反演即 $r\rightarrow -r$，或 $(x,y,z)\rightarrow(-x,-y,-z)$。若取 r 方向为 x 轴，则空间反演即为 $(x,y,z)\rightarrow(-x,y,z)$。若 $\psi(-r)=\psi(r)$，则称 $\psi(r)$ 具有偶宇称，或宇称为正；若 $\psi(-r)=-\psi(r)$，则称 $\psi(r)$ 具有奇宇称，或宇称为负。

原子核的宇称为诸核子轨道宇称和内禀宇称之积，即

$$\pi_N=\prod_{i=1}^{A}(-1)^{l_i}\prod_{i=1}^{A}\pi_i \tag{4-19}$$

由于核子的内禀宇称 π_i 为正，所以 π_N 决定于 $\sum_{i=1}^{A} l_i$，即决定于所有核子轨道角动量之和的奇偶性。

第5章　原子核衰变

5.1　放射性衰变模式

目前发现的核素大多数是不稳定的，它们会自发地放出各种射线，并变成另一种原子核，这种现象称为放射性。

1896年，贝克勒尔发现了铀的放射现象，这些射线是逐渐发射出来的，有强穿透本领或有高电离本领。

1897年，居里夫妇发现了强放射性的钋和镭。

1898年，卢瑟福发现α与β射线，并于1903年证明β就是电子，1908年证明α粒子就是带2个正电荷的氦离子。

1900年，维拉德发现γ射线就是与X射线一样的极短电磁波。

1903年，卢瑟福阐明了元素放射性蜕变的指数规律。

1934年，居里夫妇发现人工制造的放射性核素。

1934年，费米用中子轰击周期表中各种元素，首先在轰击氟时发现有放射性核素生成，接着发现了47种元素产生了放射性，并且发现用慢中子比快中子有效。

1939年，Roberts与王普发现缓发中子，后称β延迟中子发射。

1940年，弗雷洛夫发现自发裂变(铀核)。

1984年，H. J. Rose与G. A. Jones发现发射重离子的放射现象，^{223}Ra在α衰变的同时，有6×10^{-10}的概率发射^{14}C。北京大学的卢希庭在其《原子核物理》(第一版)中(1980年交稿，1981年出版)已作出了相关预言。

现在地球上天然存在的原生的放射性核素如表5-1所示。

表5-1　现在地球上天然存在的原生的放射性核素

核素		天然丰度	半衰期/a	衰变模式	衰变能/MeV
原子序数 Z	质量数 A				
19 K	40	0.011 7	1.3×10^{9}	β^-,EC	β^- 1.3 – EC 1.5
37 Rb	87	27.83	4.8×10^{10}	β	0.3
48 Cd	113	12.2	9×10^{15}	β	0.3
49 In	115	95.77	5.1×10^{14}	β	0.5
52 Te	130	34.49	2×10^{21}	ββ	1.6
57 La	138	0.089	1.1×10^{11}	β^-,EC	β^- 1.0 – EC 1.75

表 5-1(续)

核素		天然丰度	半衰期/a	衰变模式	衰变能/MeV
原子序数 Z	质量数 A				
60 Nd	144	23.8	2.1×10^{15}	α	1.9
62 Sm	147	15.07	1.1×10^{11}	α	2.3
64 Gd	152	0.20	1.1×10^{14}	α	2.2
71 Tu	176	2.6	3.6×10^{10}	β^-,γ	0.6
72 Hf	174	0.16	2×10^{15}	α	2.5
75 Re	187	62.6	4×10^{10}	β	0.003
78 Pt	190	0.013	6×10^{11}	α	3.24
90 Th	232	100	1.4×10^{10}	α	4.08
92 U	235	0.718	7.0×10^{5}	α	4.68
92 U	238	99.28	4.5×10^{9}	α	4.27

5.2 放射性衰变基本规律

5.2.1 指数衰变律(及活度)

核衰变服从量子力学的统计规律。对于某一个放射性核素,它发生衰变的精确时刻是不能预告的,但对于足够多的放射性核素的集合,作为一个整体,它的衰变规律则是十分确定的。

在 $\mathrm{d}t$ 时间内发生的核衰变数目为 $-\mathrm{d}N$,它必定正比于当时存在的核数 N,也显然正比于时间 $\mathrm{d}t$,则有

$$-\mathrm{d}N=\lambda N\mathrm{d}t \tag{5-1}$$

式中,λ 是衰变常数,即 $\lambda=\dfrac{-\mathrm{d}N/\mathrm{d}t}{N}$,表示一个原子核在单位时间内发生衰变的概率。

设 $t=0$ 时,原子核的数目为 N_0,将上式积分后可得

$$N=N_0\mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{5-2}$$

这就是放射性衰变服从的指数规律,描述的是放射性核的数目随时间的衰减。但测量放射性核的数目很不方便,而且往往没有必要。我们所感兴趣且便于测量的是:在单位时间内有多少核发生衰变,即放射性核素的衰变率 $-\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}$,或称为放射性活度(其单位是贝可,Bq)。

$$A=-\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}=\lambda N=\lambda N_0\mathrm{e}^{-\lambda t}=A_0\mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{5-3}$$

式中,$A_0=\lambda N_0$ 是 $t=0$ 时的放射性活度。可见放射性活度和放射性核数具有同样的指数衰减规律。

1 居里(Ci) $=3.7\times10^{10}$核衰变/秒,1 Bq = 1 次核衰变/秒,所以 1 Ci $=3.7\times10^{10}$Bq。

5.2.2　半衰期和平均寿命

1. 半衰期

放射性核素衰变到原来核数目的一半所需的时间,称为半衰期,用 T 表示。即当 $t=T$ 时,$N=N_0/2$,从式(5-2)可得

$$\frac{N_0}{2}=N_0e^{-\lambda T}$$

所以

$$T=\frac{\ln2}{\lambda}=\frac{0.693}{\lambda} \tag{5-4}$$

T 与 λ 都是表示衰变快慢的物理量。λ 与 T 成反比,λ 越大,T 越小。因为 λ 越大,表示放射性衰减越快,自然它衰减到一半所需的时间也就越短。

2. 平均寿命

平均寿命是指放射性原子核平均生存的时间,一般用 τ 表示。平均寿命 τ 为经过时间 τ 后,剩下的核数为开始时的$\frac{1}{e}$,即

$$\tau=\frac{1}{\lambda}=\frac{T}{\ln2}=1.44T \tag{5-5}$$

由式(5-5)可以看出,平均寿命 τ 比半衰期 T 长一点,是 T 的 1.44 倍。

值得注意的是,对于高速飞行的粒子,它们在实验室系中的速度接近光速时,观测到的寿命与一般数据表所给出的值不同。如 π^+ 介子,在数据表中给出的寿命 $\tau_0=2.6\times10^{-8}$s,这是相应粒子在实验室系中静止时的寿命;当 π^+ 介子以速度 $v=0.99c$ 飞行时,在实验室系观测到的寿命是 $\tau_L=\dfrac{\tau_0}{\sqrt{1-\left(\dfrac{v}{c}\right)^2}}=7.1\tau_0=1.8\times10^{-7}$s。

5.2.3　λ 是放射性核素的特征量

衰变常数 λ、半衰期 T 和平均寿命 τ,它们都可以作为放射性核素的特征量。每一个放射性核素都有它特有的 λ,没有两个核的 λ 是一样的。因此,我们可以根据 λ 判断它属于哪种核素。

大量实验表明,衰变常数 λ 几乎与外界条件没有关系。当环境温度从 24 K 到 1 500 K,压力从 0 到 2 000 atm①,磁场从 0 到 8.3 T 变化时,λ 都无显著变化,只是在某些特殊情况下才能觉察到 λ 的变化。这对少数核素的电子俘获的衰变会有影响,因为外界条件影响到核外电子的状态,核外电子状态的变化会影响到衰变常数 λ。例如,放射性核素^{7}Be,处于金属态的 λ 比处于化合态^{7}BeO 的 λ 大 0.13%;把^{7}BeO 加压到 270 kbar②,使其体积减小 10%,

① 1atm = 101 325 Pa。

② 1bar $=10^5$ Pa。

测得 λ 增大0.6%。在太阳内的^{7}Be 的半衰期可比地球上的增加30%以上。

在天体环境中,高电离态原子的 β 衰变半衰期与地球上原子的半衰期有很大差别,例如,中性^{187}Re 原子 β 衰变成^{187}Os 的半衰期是 4.2×10^{10} a。但是,完全电离的$^{187}Re^{75+}$衰变成$^{187}Os^{75+}$的半衰期为32.9 a[见 F. Bosch, Observation of Bound-State β^- Decay of Fully Ionized ^{187}Re:^{187}Os Cosmochronometry, Physical Review Letters vol 77(1996)5190]。

5.2.4 多种衰变模式并存的情况

许多核可以有两种或更多种不同的衰变模式,即核素具有多种分支衰变,那么各种分支衰变的规律应当如何?显然,按衰变常量的物理意义,总的 λ 应当是相应于各种衰变方式的部分衰变常量 λ_i 之和,即

$$\lambda = \sum_i \lambda_i = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \cdots \tag{5-6}$$

$$\lambda N = \lambda_1 N + \lambda_2 N + \lambda_3 N + \cdots \tag{5-7}$$

分支比为

$$\frac{A\lambda_1}{A\lambda} = \frac{\lambda_1}{\lambda}$$

例如,^{238}U 可以通过 α 衰变或自发裂变而蜕变。^{64}Cu 有三种模式:e^- 发射,e^+ 发射或电子俘获(EC)。^{64}Cu 衰变的各种模式的分支比为 e^-,0.4;e^+,0.19;EC,0.41。

5.2.5 级联衰变与(久期/长期)放射平衡

1. 级联衰变

原子核的衰变往往是一代又一代连续进行,直到最后达到稳定为止,这种衰变叫作级联衰变(递次衰变/连续衰变)。例如,^{232}Th 经过 α 衰变至^{228}Ra,然后连续两次 β^- 衰变至^{228}Th,再通过若干次 α 衰变和 β^- 衰变,最后到稳定的^{208}Pb 为止,如下式所示:

$$^{232}\mathrm{Th} \xrightarrow{\alpha} {}^{228}\mathrm{Ra} \xrightarrow{\beta^-} {}^{228}\mathrm{Ac} \xrightarrow{\beta^-} {}^{228}\mathrm{Th} \xrightarrow{\alpha} \cdots {}^{208}\mathrm{Pb}$$

在级联衰变中,任何一种放射性物质被分离出来单独存放时,它的衰变都满足指数衰减规律。但是,它们混在一起的衰变情况却要复杂得多。

下面考虑母核衰变到第二代子体的情况:$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} C$。

设 A,B,C 的衰变常量分别为 $\lambda_1,\lambda_2,\lambda_3$。在 t 时刻,A,B,C 的原子核数分别为 N_1,N_2,N_3;在 $t=0$ 时,只有母体 A,$N_2(t=0)=0$,$N_3(t=0)=0$。则

$$N_1(t) = N_1(0)e^{-\lambda_1 t} \tag{5-8}$$

$$N_2(t) = N_1(0)\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \tag{5-9}$$

$$N_3(t) = N_1(0)(h_1 e^{-\lambda_1 t} + h_2 e^{-\lambda_2 t} + h_3 e^{-\lambda_3 t}) \tag{5-10}$$

其中

$$h_1 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_2-\lambda_1)(\lambda_3-\lambda_1)}, h_2 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)}, h_3 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1-\lambda_3)(\lambda_2-\lambda_3)}$$

同理,可以得到第 n 个放射体的原子核数随时间的变化。从上面的结果可以看到,级

联衰变规律不再是简单的指数衰减律，其中任一子体随时间的变化不仅和本身的衰变常数有关，而且和前面所有放射体的衰变常数都有关。

2. 暂时平衡和长期平衡

(1)暂时平衡

下面仍然讨论两个放射体的级联衰变，$A \xrightarrow[T_1]{\lambda_1} B \xrightarrow[T_2]{\lambda_2} C$，其中 T_1，T_2 分别是母体 A 和子体 B 的半衰期，当时间足够长时，有可能出现放射性平衡。

当母体 A 的半衰期不是很长，但比子体 B 的半衰期还是要长，即 $T_1 > T_2$（$\lambda_1 < \lambda_2$）时，在观察时间内可以看出母体放射性的变化。在足够长时间后，子体 B 的核数将和母体的核数建立一固定的比例，即此时子体 B 按照母体的半衰期衰减，称为暂时平衡。例如，${}^{200}_{78}\mathrm{Pt} \xrightarrow[12.6\mathrm{h}]{\beta^-} {}^{200}_{79}\mathrm{Au} \xrightarrow[0.81\mathrm{h}]{\beta^-} {}^{200}_{80}\mathrm{Hg}$。

在从 $A \rightarrow B$ 的衰变过程中，子核与母核的放射性活度之比是随时间变化的。当 t 足够大时，子母体间达到暂时平衡，它们的核数目（或放射性活度）之比是一常数。

子母体的核数目之间的关系为

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \tag{5-11}$$

放射性活度关系为

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \tag{5-12}$$

子体的放射性活度最初随时间而增加，达到某一极大值后，子体按母体的半衰期而减少。设达到极大值的时间为 t_m，则

$$t_m = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \tag{5-13}$$

在实际应用中 t_m 很重要，因为这时分离出子体，可以获得最大的活度。

(2)长期平衡

当母体的半衰期比子体长得多，即 $T_1 \gg T_2$（$\lambda_1 \ll \lambda_2$），而且在观察时间内看不出母体放射性的变化，在相当长时间后（$t > 5T_2$，有的教科书为 $t > 7T_2$），子体的核数目和放射性活度达到饱和，并且子母体的放射性活度相等，称为长期平衡。例如，${}^{226}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow[1\,600\mathrm{a}]{\alpha} {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} \xrightarrow[3.824\mathrm{d}]{\alpha} {}^{218}_{84}\mathrm{Po}$。

当体系达到长期平衡时，则有

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1 \text{ 或 } A_2 = A_1 \tag{5-14}$$

5.2.6　放射性核素的生成

宇宙线中的中子轰击空气中的氮，产生 ${}^{14}\mathrm{C}$，即 ${}^{14}\mathrm{N} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{15}\mathrm{N}^* \rightarrow {}^{14}\mathrm{C} + \mathrm{p}$，${}^{14}\mathrm{C}$ 的半衰期是 5 730 a，成为 5 万年内考古的重要工具。

${}^{3}\mathrm{H}$ 也可由宇宙线中子轰击大气中的氮产生：${}^{14}\mathrm{N} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + {}^{3}\mathrm{H}$。

人工放射性核素主要是用反应堆和加速器制备。放射性核素在产生的同时，又在发生衰变，因此它的变化率为

$$\frac{dN}{dt} = P - \lambda N$$

式中，P 是核素的“产生率”，在特定的核反应条件下是一个常量；N 是 t 时刻该核素的数目。

设 $t=0$ 时，$N=0$，则可得

$$N = \frac{P}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \tag{5-15}$$

放射性活度为

$$A = \lambda N = P(1 - e^{-\lambda t}) = P(1 - 2^{\frac{t}{T}}) \tag{5-16}$$

当 t 足够大时，放射性活度 A 为一饱和值 P。当 $t=3T$ 时，$A=0.875P$，$t=5T$ 时，$A=0.969P$。所以，无限制增长照射时间是不能进一步提高放射性活度的。

5.3 天然放射系

级联衰变系列称为放射系。地壳中存在的一些重的放射性核素形成三个放射系。它们的母体半衰期都很长，和地球年龄(4.5×10^9 a)相近或更长，因而经过漫长的地质年代还能保存下来。母体经过一系列的放射性衰变，最后到达一个稳定的核素。这些衰变中大多数是 α 放射性，很少一部分具有 β 放射性，一般都伴随 γ 发射。它们分别是：

(1)钍系　从钍(^{232}Th)开始经过 10 次级联衰变到稳定核素^{208}Pb。这个系的放射性核素的质量数都是 4 的整数倍，即 $A=4n$，所以钍系也称为 4n 系。

(2)铀系　从铀(^{238}U)开始，经过 14 次连续衰变，最后衰变到稳定核素^{206}Pb。该系中的放射性核素的质量数 A 都满足 $A=4n+2$，所以铀系也称为 4n+2 系。

(3)锕系　从^{235}U 开始，经过 11 次连续衰变，最后衰变到稳定核素^{207}Pb。系中各放射性核素的质量数 A 都满足 $A=4n+3$，所以锕系也称为 4n+3 系。

(4)还有一个镎系，因母核^{237}Np 的半衰期为 2.14×10^6 a，比地球年龄短，已找不到了，属于后来人工合成的。

三个天然放射系成员的名称、符号及放射性见表 5-2。

表 5-2　三个天然放射系成员的名称、符号及放射性

习惯名称	习惯符号	原子序数	质量数	同位素符号	半衰期	衰变模式
Uranium(4n+2) series						
Uranium 1	UI	92	238	^{238}U	4.5×10^9 a	α
Uranium X_1	UX_1	90	234	^{234}Th	24 d	β
Uranium X_2	UX_2	91	234	^{234m}Pa	1.2 m	IC,β
Uranium Z	UZ	91	234	^{234}Pa	6.7 h	β
Uranium II	UII	92	234	^{234}U	2.5×10^5 a	α
Ionium	Io	90	230	^{230}Th	8×10^4 a	α

表 5-2(续)

习惯名称	习惯符号	原子序数	质量数	同位素符号	半衰期	衰变模式
Radium E	RaE	83	210	^{210}Bi	5.0 d	β
Radium	Ra	88	226	^{226}Ra	1 600 a	α
Radon	Rn	86	222	^{222}Rn	3.8 d	α
Radium A	RaA	84	218	^{216}Po	3.0 m	α
Radium B	RaB	82	214	^{214}Pb	27 m	β
Radium C	RaC	83	214	^{214}Bi	20 m	β,α
Radium C′	RaC	84	214	^{214}Po	1.6×10^{-4} s	α
Radium C″	RaC″	81	210	^{210}Tl	1.3 m	β
Radium D	RaD	82	210	^{210}Pb	22 a	β
Radium F	RaF	84	210	^{210}Po	138 d	α
Polionium	Po	84	210	^{210}Po	138 d	α
Radium G	RaG	82	206	^{206}Pb	Stable	Stable
			Thorium(4n) series			
Thorium	Th	90	232	^{232}Th	1.4×10^{10} a	α
$Mesothorium_1$	$MsTh_1$	88	228	^{228}Ra	5.8 a	β
$Mesothorium_2$	$MsTh_2$	89	228	^{228}Ac	6.1 h	β
Radiothorium	RdTh	90	228	^{228}Th	1.9 a	α
Thorium X	ThX	88	224	^{224}Ra	3.7 d	α
Thoron	Tn	86	220	^{220}Rn	56 s	α
Thorium A	ThA	84	216	^{216}Po	0.15 s	α
Thorium B	ThB	82	212	^{212}Pb	10.6 h	β
Thorium C	ThC	83	212	^{212}Bi	1.0 h	β,α
Thorium C′	ThC′	84	212	^{212}Po	3×10^{-7} s	α
thorium C″	ThC″	81	208	^{208}Tl	3.1 m	β
Thorium D	Thd	82	208	^{208}Pb	Stable	Stable
			Actinium(4n+3) series			
Actinouranium	AcU	92	235	^{235}U	7.0×10^{8} a	α
Uranium Y	UY	90	231	^{231}Th	26 h	β
Protactinium	Pa	91	231	^{231}Pa	3.3×10^{4} a	α
Actinium	Ac	89	227	^{227}Ac	22 a	β,α
Radioactinium	RdAc	90	227	^{227}Th	19 d	α
Actinium K	AcK	87	223	^{223}Fr	22 m	β,α
Actinium X	AcX	88	223	^{223}Ra	11 d	α

表 5-2(续)

习惯名称	习惯符号	原子序数	质量数	同位素符号	半衰期	衰变模式
Radium E	RaE	83	210	^{210}Bi	5.0 d	β
Astatine	At	85	219	^{219}At	0.9 m	α,β
Actinon	An	86	219	^{219}Rn	4.0 s	α
Actinium A	AcA	84	215	^{215}Po	1.8×10^{-3} s	α
Actinium B	AcB	82	211	^{211}Pb	36 m	β
Actinium C	AcC	83	211	^{211}Bi	2.2 m	α,β
Actinium C′	AcC′	84	211	^{211}Po	0.5 s	α
Actinium C″	AcC″	81	207	^{207}Tl	4.8 m	β
Actinium D	AcD	82	207	^{207}Pb	Stable	Stable

5.4 α 衰 变

α 衰变产生的 α 粒子来自原子核,核内的 α 粒子与其他核子之间主要存在着两种相互作用力:核力和库仑力。核力为吸引力,库仑力为斥力,而且核力大大超过库仑力。即在核内,α 粒子主要受到核力吸引(负势能),但在核外,α 粒子将受到库仑力的排斥,在核表面就形成一个势垒。衰变产生的 α 粒子的能量一般在 4 ~ 9 MeV 范围内,而势垒高度一般约 20 MeV。从经典观点看,能量低于势垒的 α 粒子不能从核内发射出来。显然经典力学与 α 衰变的存在相矛盾,这只能说明经典力学的适用范围有它的局限性。由 20 世纪 20 年代建立起来的量子力学能够成功地描述 α 衰变过程。首次将量子力学用于核的工作是在 1928 年俄裔物理学家伽莫夫对 α 衰变的理论解释。由量子力学知道,微观粒子具有一定的概率穿透势垒,这种现象称为“隧道效应”。α 衰变半衰期与 α 粒子能量的经验公式为

$$\ln T = AE_\alpha^{-1/2} + B \tag{5-17}$$

这就是著名的盖革 - 努塔耳(H. Geiger-M. Nutall)定律。Th 和 Ra 的若干同位素的实验数据见表 5-3。

表 5-3 Th 和 Ra 的若干同位素的实验数据

核素	α 粒子能量 E_α/MeV	半衰期 T
^{218}Th	9.67	0.10 μs
^{226}Th	6.33	30.9 m
^{232}Th	4.01	1.41×10^{10} a
^{216}Ra	9.35	0.18 μs
^{220}Ra	7.45	23 ms
^{226}Ra	4.78	1 600 a

作为老居里夫人的博士研究生，施士元发现 α 谱的精细结构与 γ 谱一一对应，证明了核的能级结构。

图 5 - 1 是^{238}Pu 的 α 衰变和^{234}U 的能级，表明 α 能谱的精细结构能反映出核的能级结构，E_α 高的分支比大，因为位垒穿透概率大。

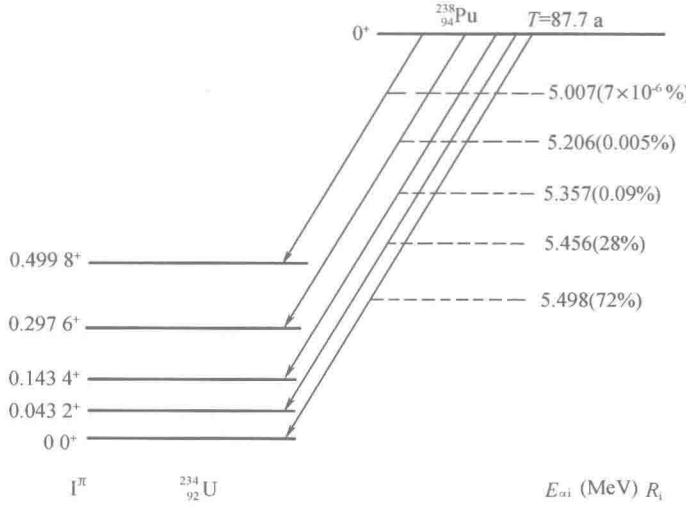


图 5 - 1　^{238}Pu 的 α 衰变和^{234}U 的能级示意图

5.5　β 衰　变

β 衰变是指原子核自发地发射出 β 粒子或俘获一个轨道电子而发生的转变。原子核衰变时，放出电子的过程称为 β^- 衰变；放出正电子的过程称为 β^+ 衰变。另外，原子核从核外的电子壳层中俘获一个轨道电子，叫作轨道电子俘获；俘获 K 层电子，叫作 K 俘获；俘获 L 层电子，叫作 L 俘获，依此类推。

5.5.1　衰变模式

β 衰变的三种类型可以用下列式子表示。

β^- 衰变：
$$^A_ZX \rightarrow ^A_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}_e \tag{5-18}$$

β^+ 衰变：
$$^A_ZX \rightarrow ^A_{Z-1}Y + e^+ + \nu_e \tag{5-19}$$

EC：
$$^A_ZX + e^- \rightarrow ^A_{Z-1}Y + \nu_e \tag{5-20}$$

^{64}Cu 是 β^-，β^+ 和 EC 都可能发生的核素，其衰变纲图如图 5 - 2 所示。括号中数值是分支比，衰变模式后的数值是衰变能，单位是 MeV。

ν_e 是电子中微子，$\bar{\nu}_e$ 是电子反中微子，这是后来才搞清楚的。中微子有三种，带电轻子有 e^-，μ^-，τ^- 三种，与之伴生的有 ν_e，ν_μ，ν_τ 三种。为什么要伴生呢？是需要保持轻子数守恒。轻子的轻子数为 +1，反轻子的轻子数为 -1，衰变前后轻子数守恒。β^-，β^+ 衰变前后

轻子数为0，EC 衰变前后轻子数为 +1。

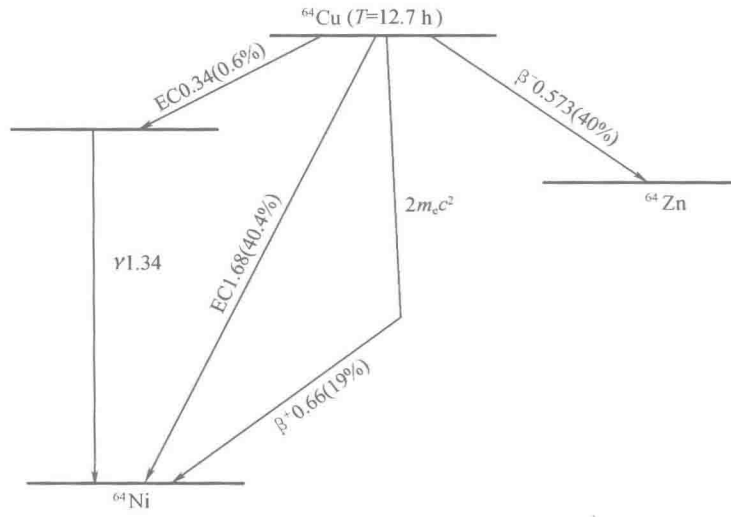


图 5-2 ^{64}Cu 的衰变纲图

5.5.2 β 能谱与中微子

20 世纪 20 年代，β 能谱的连续谱之谜，困扰了当时的许多物理学家。α 谱、γ 谱是分立的一个个峰，但 β 能谱却是一个从 0 到 E_m 的连续分布。分立能谱用量子理论是很好理解的，连续谱应该如何理解呢？当时甚至一些物理学大师，如玻尔都认为，在 β 衰变过程中，能量守恒定律可能不成立。

1930 年，泡利提出了一个大胆假说，指出："只有假定在 β 衰变过程中，伴随每一个电子有一个质量很轻的中性粒子（当时称之为中子）一起被发射出来，使电子和中微子的能量之和为常数，才能解释连续 β 谱。"这就是著名的中微子假说。这种粒子与物质的相互作用极弱，他认为是不可能直接测到的。

根据能量守恒：$E_0 = E_e + E_\nu + E_r$。E_0，E_e，E_ν，E_r 分别为衰变能、电子能量、中微子能量和反冲剩余核的能量。

由于电子的质量远远小于子核质量，动量守恒定律规定，反冲核的动能 E_r 只有几个电子伏特，可以忽略不计，因而衰变能主要在 E_e 和 E_ν 之间任意分配。E_e 和 E_ν 之和为常数，但 E_e 与 E_ν 都可从 0 到 $E_{\beta m}$ 任意取值。

1932 年，中子发现以后，意大利费米小组的庞捷柯洛夫将 β 衰变发射的"中子"正式命名为中微子（Neutrino）。1934 年费米提出了 β 衰变理论。

既然原子核是由中子和质子组成的，电子又不可能存在于原子核中，β^- 衰变发射出的电子是怎么产生的呢？费米认为，正像光子是在原子或原子核从一个激发态跃迁到另一个激发态时产生的那样，电子和中微子也是在衰变中产生的。β 衰变的本质是核内一个中子变成质子，β^+ 和 EC 的本质是一个质子变成中子。中子和质子可视为核子的两个不同状

态，它们之间的相互转变相当于一个量子态到另一个量子态的跃迁，在跃迁过程中放出电子和中微子。导致产生光子的是电磁相互作用，而导致产生电子和中微子的是一种新的相互作用，即弱相互作用。

5.5.3　中微子的实验证实与发现

1930年，王淦昌在导师迈特纳（L. Meitner）指导下进行β能谱的实验研究。他观察到β能谱端点有一个比较尖锐的截止，当时能有助于否定能量不守恒而支持中微子存在的假设。

抗战时期的1941年，浙江大学迁到贵州遵义，有了一个比较安定的环境，王淦昌继续考虑如何证实中微子存在的实验方案。他思考一般β衰变是个三体问题，不确定性大，那么能否改用二体问题做实验呢？他想到了刚发现不久的轨道电子俘获过程，这一过程是1934年维克以及贝特和派尔斯分别独立地由费米β衰变理论预言而于1938年由阿瓦雷兹发现的。

王淦昌写了一篇短文章，提出用例如^{7}Be的K电子俘获去探测中微子的存在。$^{7}Be + e_K \rightarrow {}^{7}Li + \nu + (1\ MeV)$，他计算得出反冲核$^{7}Li$的动能为77 eV，应有可能被测出来。

他的文章先被送到《物理学报》，当时《物理学报》一年只出版一期，编辑部并没有认识到此文章的重要性，退了稿。王淦昌只好将此文章送《物理评论》作为letter。1942年初，文章被发表。美国阿伦马上做了实验，并于当年在《物理评论》上发表结果，阿伦文章中特意说明这是根据王淦昌文章的思路做的实验。由于实验所用实验源太厚，测得^{7}Li的反冲峰比较宽，王淦昌对此不满意，认为还不能排除同时发射两个中微子的可能性。直到1952年，戴维斯（R. Davis）做了更加精确的实验，测得^{7}Li反冲能量为55.9 ± 1.0 eV，与理论预言的57.3 ± 0.5 eV完全符合。

对中微子存在的直接观察是十分困难的，因为中微子被俘获的概率非常小，地球甚至太阳对中微子都几乎是透明的。1953—1959年，美国莱因斯（F. Reines）和柯恩（C. L. Cowan）在大功率堆旁测量$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^{+}$这一反应，终于得到了末态产生的中子和正电子，确认了反中微子$\bar{\nu}$被质子俘获的发生；并且测得了$\bar{\nu}$被质子俘获的截面为$(1.10 \pm 0.26) \times 10^{-43}\ cm^2$，与理论估计值$(1.07 \pm 0.07) \times 10^{-43}\ cm^2$符合。

5.6　γ　跃　迁

5.6.1　γ衰变

处于激发态的原子核是不稳定的，它要向低激发态跃迁，同时放出γ光子，这种现象称为γ跃迁或γ衰变。例如^{60}Co是医学上治疗肿瘤常用的放射源，它的衰变纲图如图5-3所示。

$0^{+} \rightarrow 0^{+}$的γ跃迁是禁戒的。由于光子本身的自旋为1，在γ跃迁中被光子带走的角动量不可能为零（至少为1）。因而，$0^{+} \rightarrow 0^{+}$跃迁不可能通过发射γ光子来实现。

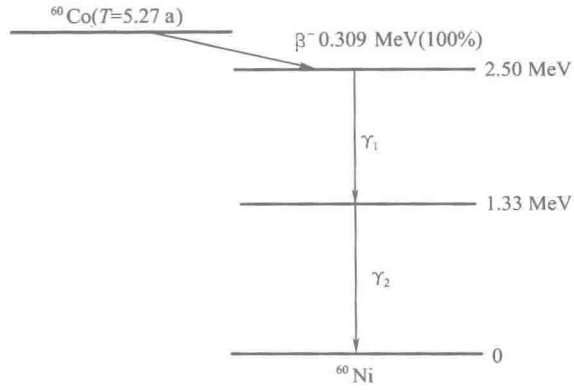


图 5-3 ^{60}Co 的衰变纲图

5.6.2 内转换

在某些情况下,原子核退激发时把部分能量直接交给核外电子,使电子离开原子,这种现象称为内转换(IC),释放的电子称为内转换电子。根据能量守恒,若光子能量为 E_γ,并且忽略原子核由于释放 γ 光子引起的反冲,内转换电子能量为

$$E_e = E_\gamma - W_i = E_u - E_l - W_i \tag{5-21}$$

式中,E_u 为上能级,E_l 为下能级,W_i 为 i 层电子的结合能。

为了表示内转换和 γ 跃迁相对概率的大小,人们引进"内转换系数",即内转换电子数与 γ 光子数之比,即

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} \tag{5-22}$$

理论计算表明:$\alpha \propto Z^3/n^3$,Z 为核的电荷数,n 是内转换电子所在壳层的量子数(反映电子离核的远近)。重核的 α 大(Z 大),K 壳层的 α 大(n 小),因此,重核低激发态发生跃迁时,发生内转换的概率比较大。

内转换不是先发射 γ 光子然后再打到核外电子上的内光电效应,因为这样两步过程的概率不可能大,内转换的概率却可以非常大。反对这种看法的最有力的证据是:当两能级的自旋和宇称都是 0^+ 时,它们之间的跃迁不能发射 γ 光子,但可以发射内转换电子。

5.6.3 同质异能跃迁

在绝大多数情况下,原子核处于激发态的寿命都相当短暂,一般为 10^{-14} s 或者更短。但是,有一些激发态处于亚稳态,寿命较长,一般将寿命长于 0.1 s 的激发态核素,叫作"同质异能素"。一般在核素符号左上角质量数旁加字母 m 表示,如图 5-4 所示。它与处于基态的核素具有相同的质量数和电荷数,但是放射性衰变的半衰期却不同。

同质异能素主要是自旋量子数使其跃迁概率较小,最早是在 1921 年由库尔恰托夫发现的。

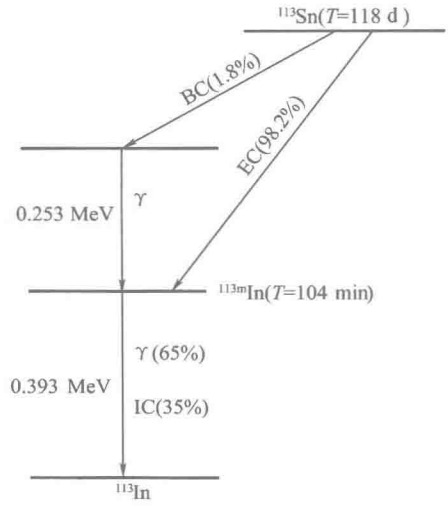


图 5-4　同质异能素^{113m}In

5.7　一些比较少见的衰变模式

5.7.1　质子放射性

一些核的基态(丰质子核或缺中子核)除了 β^+ 衰变以外,也可能直接放射出质子。早期只发现一例:

^{53m}Co($J^\pi=\frac{19}{2}^-$)发射质子后变为^{52}Fe 的基态($J^\pi=0^+$),质子的能量 $E_p=1.59$ MeV,半衰期 $T=17$ s(质子发射的分支比仅为 1.5%)。

1982 年发现,由^{58}Ni + ^{96}Ru 产生新核素^{151}Lu。它放出质子的能量 $E_p=1.23$ MeV,半衰期 $T=85$ ms。还有用聚变反应^{58}Ni + ^{92}Mo 产生^{147}Tm,放出 $E_p=1.05$ MeV 的质子,$T=0.42$ s。

5.7.2　放射重离子的衰变

1984 年,英国牛津大学的科学家罗斯(H. J. Rose)和琼斯(G. A. Jones)用^{223}Ra 发现发射^{14}C 的事例(在 189 天记录到 11 个事例)。^{223}Ra 发射^{14}C 和 α 粒子的概率之比为(8.5 ± 2.5) × 10^{-10}。

后来又陆续发现了^{226}Ra 发射^{14}C;^{230}Th,^{231}Pa,^{232}U,^{233}U,^{234}U 放射^{24}Ne;^{233}U 放射^{25}Ne;^{234}U放射^{26}Ne;^{234}U 与^{238}Pu 放射^{28}Mg;^{238}Pu 放射^{30}Mg;^{238}Pu 和^{241}Am 放射^{28}Si,等等。

理论解释有两条思路:一是放射性衰变,与 α 衰变相似,重离子穿透势垒的概率比 α 粒子小,而且重离子集团的形成概率比 α 粒子小,所以放射重离子的概率就小;二是自发裂变,即与裂变相似,认为重离子发射可能是一种非常不对称的裂变过程。

5.7.3 双β衰变

β衰变除了前面讲的β^-,β^+和EC外,还存在一种非常稀少的所谓"双β衰变"。它是指原子核自发地放出两个电子或两个正电子,或发射一个正电子同时又俘获一个轨道电子,或俘获两个轨道电子的过程。由于中子-中子、质子-质子之间有对关联,有一些核β衰变受能量守恒限制是不可能的,但是却可能有双β衰变。(Z,A)的基态能量高于$(Z+2,A)$核而低于$(Z+1,A)$核。同理,也可能有双β^+衰变与双轨道电子俘获。

双β衰变有下列3种可能:

(1)2νββ过程

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}\rightarrow{}^{A}_{Z+2}\mathrm{Y}+2\beta^-+2\bar{\nu} \tag{5-23} $$

(2)0νββ过程

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}\rightarrow{}^{A}_{Z+2}\mathrm{Y}+2\beta^- \tag{5-24} $$

(3)伴有马约喇纳(Majorana)的过程

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}\rightarrow{}^{A}_{Z+2}\mathrm{Y}+2\beta^-+\text{Majoranon} \tag{5-25} $$

0νββ过程的必要条件是:轻子数不守恒,中微子是马约喇纳中微子,即$\nu\equiv\bar{\nu}$。

双β衰变的半衰期一般在10^{20}a左右或更长,早期可用地球化学方法间接看到。现已直接观测到的有下列核素的双ν双β过程:$^{48}\mathrm{Ca}(4.3^{+2.8}_{-1.8})\times10^{19}$a,$^{76}\mathrm{Ge}(1.8\pm0.1)\times10^{21}$a,$^{82}\mathrm{Se}(1.1^{+0.3}_{-0.1})\times10^{20}$a,$^{96}\mathrm{Zr}(2.1^{+0.8}_{-0.4})\times10^{19}$a,$^{100}\mathrm{Mo}(6.8^{+0.8}_{-0.9})\times10^{18}$a,$^{116}\mathrm{Cd}(2.6^{+0.7}_{-0.4})\times10^{19}$a,$^{128}\mathrm{Te}(7.2\pm0.3)\times10^{24}$a,$^{130}\mathrm{Te}(7.2\pm0.1)\times10^{21}$a,$^{150}\mathrm{Nd}(6.8\pm0.8)\times10^{18}$a,$^{238}\mathrm{U}(2.0\pm0.6)\times10^{21}$a。

0νββ过程迄今尚未发现,若能发现,意义十分重大。

从双β能谱的测量来看,0νββ过程两个电子的能量总和是一个常数,不像2νββ过程那样是一个连续能谱,与本底事件较易分开,但其寿命预计比2νββ过程要长几个数量级,因此更难测量。

现在有十几个实验室正在计划新的实验寻找0νββ过程,大多用浓缩同位素或用重达吨级的探测器,费用极大。

5.7.4 β延迟中子发射

β延迟中子发射就是通常所说的缓发中子,即在β衰变过程中发射的中子。缓发中子的存在对反应堆的建造起关键作用。

1939年,Roberts与王普首先发现$^{235}\mathrm{U}$吸收中子后裂变产物$^{87}\mathrm{Br}$有缓发中子。这些缓发中子对反应堆的控制至关重要。

另外,在1979年,实验还首次发现了β延迟2n发射。$^{11}\mathrm{Li}$先以β^-衰变为$^{11}\mathrm{Be}$,半衰期为8.5 ms,子核$^{11}\mathrm{Be}$处于8.84 MeV的激发态,立刻释放两个中子变为$^{9}\mathrm{Be}$。

5.7.5 自发裂变

自发裂变是放射性衰变的一种方式,是指原子核在没有外来粒子轰击的情形下自行发

生的核裂变。自发裂变和 α 衰变是重核衰变的两种不同方式。

1940 年,弗雷洛夫和彼得若克首先观察到铀核自行发生裂变的现象,其半衰期为 $10^{16} \sim 10^{17}$ a。

后来陆续发现许多偶偶重核都有自发裂变,如^{232}Th,^{232,234,236,238}U,^{236,238,240,242,244}Pu,^{240,242,244,246,248,250}Cm,^{246,248,250,252,254}Cf,^{254,256}Fm 等,一些奇 A 核也有自发裂变,如^{235}U,^{239}Pu,^{249}Bk,^{249}Cf,^{255}Fm 等。

第6章　原子核反应

前一章描述了原子核衰变，即不稳定核素在没有外界影响下自发改变核的性质。本章讨论核反应，是在具有一定能量的粒子轰击下使核素性质改变。由于核反应涉及各种核与核之间的相互作用，涉及的能量范围又比较大（低到小于 1 eV，高到几百 GeV），因此在对核性质、核内运动形态的研究中，相比核衰变，起着更重要的作用。

核反应按不同标准可分类如下：

（1）按照入射粒子能量分类，可分为低能核反应、中能核反应和高能核反应。

（2）按入射粒子种类分类，可分为中子核反应、带电粒子核反应和光核反应。

（3）按靶核的质量数 A 来分类，可分为轻核反应、中等核反应和重核反应。

（4）按出射粒子的不同，可以分为两大类：核散射和核转变。核散射是出射粒子和入射粒子相同的核反应，又分为弹性散射和非弹性散射两种。核转变是指出射粒子和入射粒子不同的反应。

6.1　二体反应运动学

6.1.1　Q 方程

1. 反应能

核反应过程中释放的能量，称为反应能，通常用符号 Q 表示，因此反应能就是反应后的动能减去反应前的动能。$Q>0$ 的反应，叫作放能反应，$Q<0$ 的反应，叫作吸能反应。

根据能量守恒有：$M_a c^2 + E_a + M_A c^2 + E_A = M_b c^2 + E_b + M_B c^2 + E_B$，其中，$M_a$，$M_A$，$M_b$，$M_B$，$E_a$，$E_A$，$E_b$，$E_B$分别为入射粒子、靶核、出射粒子和剩余核的静止质量和动能，并且假定反应前后的粒子都处于基态。

Q 的定义为：

$$Q \equiv (M_a + M_A - M_b - M_B)c^2 \quad \text{（静止能量的释放）} \tag{6-1}$$

$$= (E_b + E_B) - (E_a + E_A) \quad \text{（动能的增加）} \tag{6-2}$$

$$= (B_b + B_B - B_a - B_A) \quad \text{（结合能的释放）} \tag{6-3}$$

上面的讨论中是假设反应后的粒子都处于基态。若剩余核处于激发态，激发能为 E_B^*，则定义实验 Q 值（以 Q' 表示）为：$Q' = Q - E_B^*$。

2. Q 方程

反应末态是两个粒子（出射粒子和剩余核）的核反应是二体反应。假设在实验室系中，靶核不动，以 $\boldsymbol{P}_a$，$\boldsymbol{P}_b$和 $\boldsymbol{P}_B$分别表示入射粒子 a，出射粒子 b，剩余核 B 的动量；θ_L表示出射粒子的出射角（出射粒子与入射粒子方向的夹角），如图 6-1 所示。根据动量、能量守恒，有

$$\boldsymbol{P}_a = \boldsymbol{P}_b + \boldsymbol{P}_B \tag{6-4}$$

$$Q = E_b + E_B - E_a \tag{6-5}$$

可以得到

$$Q=\left(\frac{M_b}{M_B}+1\right)E_b+\left(\frac{M_a}{M_B}-1\right)E_a-\frac{2\sqrt{E_aE_bM_aM_b}}{M_B}\cos\theta_L \tag{6-6}$$

这就是核反应的 Q 方程。

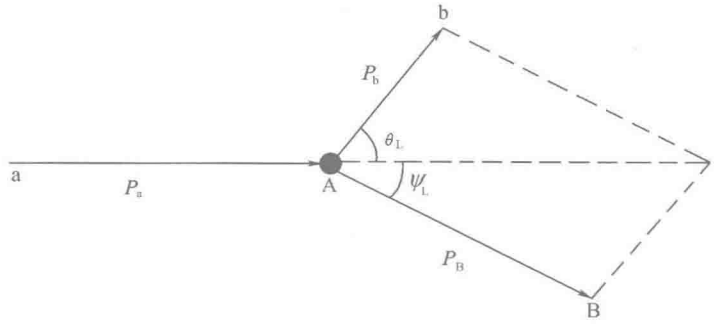


图 6-1　核反应中动量守恒示意图

6.1.2　实验室系与质心系出射角的变换

核反应过程的理论计算一般是在质心坐标系(C 系)中进行,因为在质心系中两体碰撞可简化为单体问题,在数学上处理起来比较简单。但是,实验测量总是在实验室系(L 系)中进行,所以必须讨论物理量在两个坐标系之间的转换关系。这里首先讨论出射角的转换。

通常实验室系(L 系)中,靶核不动,是入射粒子轰击靶。在质心系中,入射粒子和靶核作运动方向相反的对头碰撞,如图 6-2 所示。

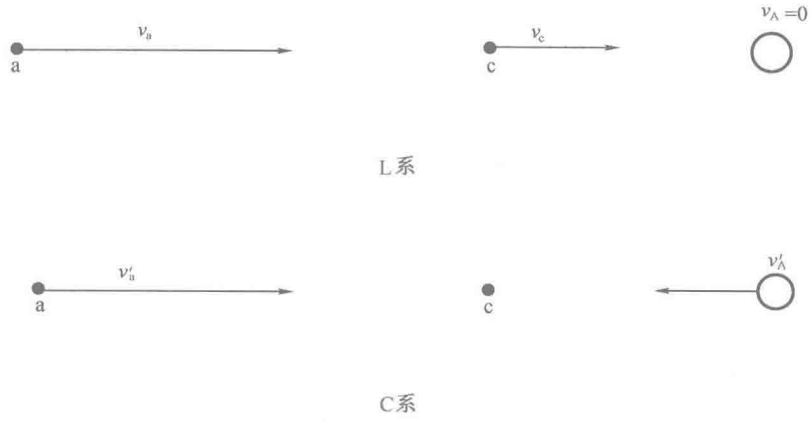


图 6-2　L 系、C 系中速度关系图

1. 质心系能量

质心系能量,定义为在质心系中看到的体系中所有粒子的动能和。入射道的质心系能量是质心系中入射粒子和靶核的动能和,记为 E'_α。右上角的一撇表示在质心系中的量,下

标 α 表示是入射道。出射道的质心系能量是质心系中出射粒子和反冲核的动能和，记为 E'_β，下标 β 表示是出射道。

假定靶核不动（$v_A=0$），则由动量守恒可得质心速度为

$$v_c=\frac{M_a}{M_a+M_A}v_a \tag{6-7}$$

入射粒子在质心系中的速度为

$$v'_a=v_a-v_c=\frac{M_A}{M_a+M_A}v_a \tag{6-8}$$

靶核在质心系中的速度为

$$v'_A=v_c=\frac{M_a}{M_a+M_A}v_a \tag{6-9}$$

由 E'_α 的定义可得

$$E'_\alpha=\frac{1}{2}M_a v'^2_a+\frac{1}{2}M_A v'^2_A=\frac{1}{2}\frac{M_a M_A}{M_a+M_A}v_a^2=\frac{1}{2}\mu v_a^2 \tag{6-10}$$

其中，$\mu=\frac{M_a M_A}{M_a+M_A}$ 为折合质量。可见，只要用 μ 代替 M_a，所得的动能就是质心系能量。

E'_α 也可用下式表示为

$$E'_\alpha=\frac{M_A}{M_a+M_A}E_a \tag{6-11}$$

在 L 系中入射粒子和靶核的总动能等于在 C 系中的质心系能量 E'_α 加上质心的动能 E_c。即

$$E_a+E_A=E'_\alpha+E_c \tag{6-12}$$

2. θ_L 和 θ_C 的转换

如图 6-3 所示，v_b 和 v'_b 是出射粒子 b 在 L 系和 C 系中的速度。则有：$v_b=v'_b+v_c$。

根据正弦定理有

$$\frac{v_c}{\sin(\theta_C-\theta_L)}=\frac{v'_b}{\sin\theta_L}$$

定义

$$\gamma\equiv\frac{v_c}{v'_b} \tag{6-13}$$

可得

$$\sin(\theta_C-\theta_L)=\gamma\sin\theta_L$$

即

$$\theta_C=\theta_L+\sin^{-1}(\gamma\sin\theta_L) \tag{6-14}$$

这就是由 θ_L 转换成 θ_C 的公式。由图 6-3 还可得到

$$v_b\cos\theta_L=v_c+v'_b\cos\theta_C$$

由余弦定理得

$$v_b=(v'^2_b+v_c^2+2v'_b v_c\cos\theta_C)^{\frac{1}{2}}$$

可得

$$\cos\theta_L=\frac{\gamma+\cos\theta_C}{(1+\gamma^2+2\gamma\cos\theta_C)^{\frac{1}{2}}} \tag{6-15}$$

这就是由 θ_C 转换成 θ_L 的公式，关键是要计算 γ 值。

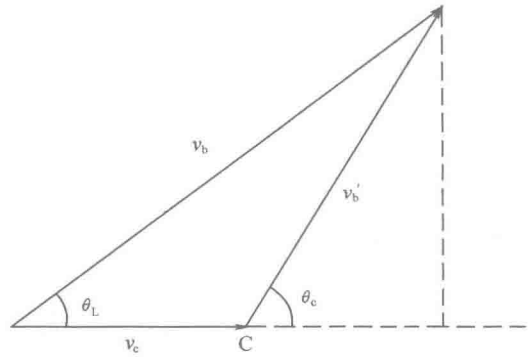


图 6－3　θ_L 与 θ_C 关系图

3. γ 值的计算

出射道中质心系能量 E'_β 与实验室系粒子动能的关系为

$$E_b + E_B = E'_\beta + E_c \tag{6-16}$$

$$Q = E_b + E_B - E_a - E_A \tag{6-17}$$

$$E_a + E_A = E'_\alpha + E_c \tag{6-18}$$

可得

$$Q = E'_\beta - E'_\alpha \tag{6-19}$$

所以

$$E'_\beta = E'_\alpha + Q = \frac{1}{2}M_b v_b'^2 + \frac{1}{2}M_B v_B'^2 \tag{6-20}$$

在质心系中动量守恒，则

$$M_b v'_b = M_B v'_B$$

利用(6－20)可得

$$v_b'^2 = \frac{2M_B}{M_b(M_b + M_B)}(E'_\alpha + Q) \tag{6-21}$$

又由式(6－7)，可得

$$v_c^{\ 2} = \left(\frac{M_a}{M_a + M_A}v_a\right)^2 = \frac{2M_a}{(M_a + M_A)^2}E_a \tag{6-22}$$

根据 γ 的定义及利用 $M_a + M_A \approx M_b + M_B$，可得

$$\gamma \equiv \frac{v_c}{v'_b} = \left(\frac{M_a M_b}{M_A M_B} \cdot \frac{E'_\alpha}{E'_\alpha + Q}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6-23}$$

在实际计算中，M 均可用质量数 A 来代替。对于弹性散射，$Q = 0$，$\gamma = \dfrac{M_1}{M_2}$。

6.2 核反应截面

当一定能量的入射粒子轰击靶核时，可能发生各种类型的反应。每种反应都有一定的概率，为了便于对核反应进行理论分析以及实际应用的需要，引入一个描述反应概率大小的物理量——反应截面。

6.2.1 截面定义

核反应是一种统计现象。截面代表每一个入射粒子与靶上一个靶核发生核反应的概率（表示一个粒子入射到单位面积内只含一个靶核的靶子上所发生的反应概率或表示一个入射粒子同单位面积靶上一个靶核发生反应的概率）。其定义为

$$\sigma = \frac{\text{反应数}}{\text{入射粒子数} \times \text{单位面积的靶核数}} = \frac{\text{反应率}}{\text{入射注量率} \times \text{靶核数}} \tag{6-24}$$

式中，反应率是每秒内的反应数，入射注量率也称为通量密度，是每秒每平方厘米的粒子数。截面的量纲是 cm^2，单位是靶（b）。$1\ \mathrm{b} = 10^{-24}\mathrm{cm}^2$，$1\ \mathrm{mb} = 10^{-27}\mathrm{cm}^2$

6.2.2 微分截面

在核反应中，还常常使用微分截面。它比总截面能更细致地反映核反应的特征，而且在实验测量中通常它是一个直接可测量的量。

核反应的出射粒子往往可以向各方向发射。实验发现各方向的出射粒子数不一定相同，这表明出射粒子飞向不同方向的核反应概率不一定相等。

微分截面的定义为

$$\sigma(\theta,\varphi) = \frac{\text{在}(\theta,\varphi)\text{方向单位立体角的出射粒子数}}{\text{入射粒子数} \times \text{单位面积的靶核数}} \tag{6-25}$$

它的物理意义是：一个入射粒子射到单位面积的靶上，与其中一个靶核发生作用，在(θ,φ)方向单位立体角内，产生出射粒子的概率，单位是靶/球面度（b/sr）。若将此微分截面对 $\mathrm{d}\Omega$ 积分，可得到某反应的积分截面，又称分截面，可表示为

$$\sigma = \iint \sigma(\theta,\varphi)\,\mathrm{d}\Omega = \int_0^{\pi} \sin\theta \mathrm{d}\theta \int_0^{2\pi} \sigma(\theta,\varphi)\,\mathrm{d}\varphi \tag{6-26}$$

通常 $\sigma(\theta,\varphi)$ 对 φ 是各向同性的，可记为 $\sigma(\theta)$，仅与 θ 角有关。$\sigma(\theta)$ 随 θ 的变化曲线常称为角分布曲线。此时分截面为

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta)\sin\theta \mathrm{d}\theta \tag{6-27}$$

6.2.3 L 系和 C 系中微分截面的变换

微分截面的计算都在 C 系，在 C 系中计算的好处是两体碰撞问题可简化为单体问题。而且微分截面在 C 系中会呈现一定的对称性或某些特征，而这些特征是同核反应机制相联系的；但在 L 系中这些特征是没有的。因此，有必要建立 L 系中微分截面 $\sigma_{\mathrm{L}}(\theta_{\mathrm{L}})$（实验测

量值)和 C 系中的理论计算截面 $\sigma_C(\theta_C)$ 之间的关系。

由于出射粒子数不随坐标系的选择而变化,于是有

$$\sigma_L(\theta_L)\,d\Omega_L = \sigma_C(\theta_C)\,d\Omega_C \tag{6-28}$$

即

$$\sigma_L(\theta_L) = \sigma_C(\theta_C)\frac{\sin\theta_C d\theta_C}{\sin\theta_L d\theta_L} \tag{6-29}$$

利用式(6-15),两边对 θ_L 求导得

$$\sin\theta_L = \frac{(1+\gamma\cos\theta_C)\sin\theta_C}{(1+\gamma^2+2\gamma\cos\theta_C)^{\frac{3}{2}}}\frac{d\theta_C}{d\theta_L} \tag{6-30}$$

由式(6-29)和式(6-30),可得

$$\sigma_L(\theta_L) = \frac{(1+\gamma^2+2\gamma\cos\theta_C)^{\frac{3}{2}}}{1+\gamma\cos\theta_C}\sigma_C(\theta_C) \tag{6-31}$$

由式(6-14)可以求得

$$\sigma_C(\theta_C) = \frac{\sqrt{1-\gamma^2\sin^2\theta_L}}{(\gamma\cos\theta_L+\sqrt{1-\gamma^2\sin^2\theta_L})}\sigma_L(\theta_L) \tag{6-32}$$

式(6-31)和式(6-32)正是我们要找的 $\sigma_C(\theta_C)$ 和 $\sigma_L(\theta_L)$ 的转换公式。

6.3　核反应机制

6.3.1　库仑作用引起的核反应

当入射粒子离靶核较远时,因核力是短程力,尚未起作用,而电磁作用是长程力,已起作用,可引起核反应。

核力仅当入射粒子与靶核相互接触时才起作用,这时两者中心距离为 $R = R_1 + R_2$,R_1 与 R_2 分别为入射核与靶核的半径。

由于入射核与靶核都带正电荷,相互排斥,有库仑位垒 $E_B = \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$。

对单电荷入射粒子,随着靶核 Z 的增大,对单电荷入射粒子的库仑位垒也随之增大。

当入射核的能量低于库仑位垒时,除了小概率的位垒穿透引起核反应外,主要是库仑作用引起核反应,主要有下列过程。

卢瑟福散射——在靶核电磁场中的弹性散射。这种库仑散射截面称为卢瑟福散射截面,是核力作用范围之外的一种弹性散射。

库仑激发——通过核与核之间的库仑相互作用,使靶核或入射核激发到某些激发态。

库仑崩裂——靶核或入射核因库仑作用而致崩裂。

6.3.2　核力引起的核反应

当入射粒子进入靶核后,第一次碰撞($\sim 10^{-22}$ s)即可能有粒子射出,这是直接相互作

用。经过许多次碰撞后,体系达到平衡(约需时 10^{-16} s),然后按该复合核的衰变规律衰变。在 $10^{-22}\sim10^{-16}$ s 的过程中,该体系未达到平衡,但碰撞过程中某些粒子可能获得较大能量而从体系中发射出去,这称为中间过程或预平衡发射。

A(a,b)B 核反应实验,最常见的就是测量下述三个物理量之一:

(1)激发曲线,即截面随入射能量 E_0 的变化曲线 $\sigma(E_0)$。

(2)微分截面($\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}$)或其相对值:角分布 $f(\theta)$,θ 为在质心系中 b 的出射角。对一确定的反应道,角分布的形状一般随入射粒子能量的变化而变化,同时它随坐标系的选择而有所不同。通常遇到的角分布形状有以下几类变化趋势:90°对称的、前倾的、后倾的、各向同性的、上下起伏的。

(3)双微分截面($\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E}$)或其相对值:能谱 $\varphi(E)$,E 为 b 的能量。能谱定义为某反应道、不同出射粒子能量所对应的反应截面。它是描述出射粒子能量分布的量。

根据量子力学测不准关系,由 $\Delta p\cdot\Delta x\geqslant\hbar$ 得 $\Delta E\cdot\Delta t\geqslant\hbar$,能级宽度与能级寿命成反比。

角分布前倾是因入射粒子带有向前的动量,要保持动量守恒,通常出射粒子也向前。有些情况下出现后倾,是因该出射粒子是从靶核中射出的,它保持了部分靶核的动量。在质心系中,靶核是向与入射粒子相反方向运动的,即向后运动。

平衡状态的出射粒子能谱是 Maxwell 分布。P. E 过程中的硬尾,即在高能区偏离 Maxwell 分布,而且这种粒子数较多。D. I 过程的峰结构是因为剩余核 B 有能级结构,如表 6-1 所示。

表 6-1 核反应机制的实验判别

	直接相互作用(D. I)	预平衡发射(P. E)	复合核(C. N)
$\sigma(E_0)$	平滑	宽共振(keV)	窄共振(eV)
$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}(\theta_{\mathrm{cm}})$	前(后)倾	两者之间	质心系 90°对称
$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E}(E)$	峰结构	硬尾	Maxwell 分布

6.3.3 反应道

一个入射粒子 a 打到靶核 A 上,可发生的反应方式一般不止一种,且随入射能量增加,反应方式增多。每一种核反应过程称为一个反应道。B 可能在基态,也可能在第一激发态 B_1^*,第二激发态 B_2^* 等。激发态不同也叫作不同的反应道,常见的角分布形状如图 6-4 所示。

二体反应:反应末态为一个出射粒子与一个反冲核的反应称为二体反应。二体反应有下述几种反应过程。

(1)弹性散射,表示为 A(a,a)A。又分为以下两种过程:

①形状散射或称势散射,不经过复合核阶段的弹性散射,称为形状弹性散射。其特点是入射粒子在势场中运动而发生偏折,其动量的方向发生改变,但相对运动动能并不改变。

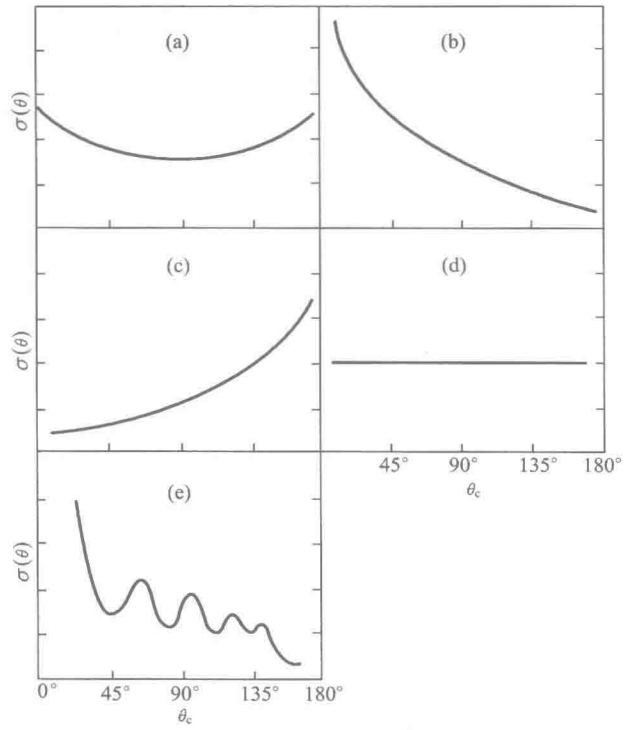


图 6-4　几类常见的角分布形状

该反应表示为：A + a→A + a。

②复合核弹散，一般表示为：A + a→C→A + a。

(2)非弹性散射，表示为 $A(a,a_1')A_1^*$，$A(a,a_2')A_2^*$ 等，用于研究集体运动。

(3)电荷交换反应，表示为 A(a,b)B，其中 a 与 b 的质量数相同，但电荷态不同，例如，$A(p,n)B$，$A(n,p)B$，$A(^3H,^3He)B$，$A(^3He,^3H)B$ 等。

(4)转移反应，表示为 A(a,b)B，研究单粒子运动、对关联、集团结构等。

(5)辐射俘获反应与转移反应类似，只是发射粒子为 γ 光子。例如，用质心系能量为 5.71 MeV 的氘核轰 ^{39}K 时，在 20.18 MeV 以下的各种反应 $^{39}K(d,d)^{39}K$，$^{39}K(d,d')^{39}K^*$，$^{39}K(d,\gamma)^{41}Ca$，$^{39}K(d,p)^{40}K$，$^{39}K(d,n)^{40}Ca$，$^{39}K(d,\alpha)^{37}Ar$，$^{39}K(d,^3He)^{38}Ar$，$^{39}K(d,np)^{39}K$，在能量上都是可能的，其中(d,np)已是三体反应，即末态为三个粒子的反应。

上述 $^{39}K(d,np)^{39}K$ 是三体反应，$D(d,nnp)H$ 是四体反应，$^{235}U(n,f)$ 反应是裂变反应，主要是分成两块碎片的二体反应，也有 1/300 的概率是分成三块碎片(其中一块大多是 α 粒子、氚等轻核)的三分裂。即使是二分裂，仍有一部分中子是裂变断颈时与二碎片同时发射出的。大部分裂变中子是裂变后现象，即由碎片退激发射出的。入射能量高时，还会有产生许多体的散裂反应。

6.4 核反应的守恒定律

核反应必须满足一些守恒定律，如电荷守恒、核子数守恒、能量守恒、动量守恒、角动量守恒、宇称守恒等。

能量守恒

$$M_a c^2 + E_a + M_A c^2 + E_A = M_b c^2 + E_b + M_B c^2 + E_B \tag{6-33}$$

动量守恒

$$\boldsymbol{P}_a + \boldsymbol{P}_A = \boldsymbol{P}_b + \boldsymbol{P}_B \tag{6-34}$$

角动量守恒

$$\boldsymbol{j}_a + \boldsymbol{J}_A + \boldsymbol{l} = \boldsymbol{j}_b + \boldsymbol{J}_B + \boldsymbol{l}' \tag{6-35}$$

其中，$\boldsymbol{l}$ 为 a 和 A 的耦合角动量。

宇称守恒

$$\pi_a \cdot \pi_A \cdot (-1)^l = \pi_b \cdot \pi_B \cdot (-1)^{l'} \tag{6-36}$$

6.5 核反应的模型理论

6.5.1 光学模型

光学模型的基本思想，就是把原子核看作是一个半透明的球，入射粒子与靶核的作用如同光波在玻璃球上，一部分透射或反射，一部分被吸收。透射或反射的光波相当于粒子的弹性散射。被吸收的光波相当于粒子进入靶核，引起核反应。参照解析几何，将吸收作为虚部（Y 轴），将散射作为实部（X 轴）。即将光学势分为虚部和实部两部分，$V(r) = U(r) + \mathrm{i}W(r)$。

将原子核分为比较惰性的体部分与比较活泼的表面部分，相应地将光学势分为体部和表面部。表面部的活性用势阱表部变化的斜率来表示，同时考虑到核力是 π 介子交换力，其力程大致是 π 介子的康普顿波长，以及自旋 - 轨道耦合在核力中起重要作用等因素，则得通用的光学势为

$$V(r) = Uf(r) + \mathrm{i}W_V(r) + (U_s + \mathrm{i}W_s)\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{df_s(r)}{dr}\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{\sigma} \tag{6-37}$$

其中

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\dfrac{r-R}{a}\right)} \tag{6-38}$$

上述公式在英国称为 Saxon-Woods 势，在美国称为 Woods-Saxon 势。下标 V 与 S 分别表示体积与表面，$\boldsymbol{l}$ 是轨道角动量，$\boldsymbol{\sigma}$ 是自旋角动量。R 是核半径，a 是核表面厚度系数，即在曲线上 $V(r) = 0.1V_a$ 与 $V(r) = 0.9V_a$ 两点之间相应 r 值之差，如图 6 - 5 所示。

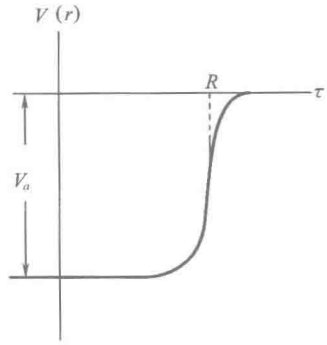


图 6－5　伍兹－萨克森势示意图

6.5.2　复合核模型

在 20 世纪 30 年代初，当中子发现后，费米等人做了大量慢中子反应实验，发现慢中子与重核反应的激发曲线有许多密集而狭窄的共振峰。1936 年，尼·玻尔提出了复合核理论。他将核反应过程分成两个阶段：一是复合核形成，即入射粒子与靶核经过多次碰撞后达到平衡态，形成复合核；二是复合核衰变，复合核按照其本身的衰变规律衰变。两者相互独立，衰变方式与形成无关。于是反应截面可以写成两项乘积：$\sigma = \sigma_{形成} \cdot \sigma_{衰变}$。

玻尔的假定得到了实验的直接验证，有多种核反应可以形成同一种复合核。例如，1950 年，戈歇尔利用质子和 α 粒子引起的两种不同反应，形成了相同的复合核 $^{64}Zn^*$，且适当选择质子和 α 粒子的能量可使 $^{64}Zn^*$ 处在完全相同的激发态，并测量了 $^{64}Zn^*$ 的三个衰变道的截面比，三个衰变道见式(6－39)。复合核衰变时按照自身的规律衰变，如图 6－6 所示。

$$\left.\begin{matrix} p + {}^{63}Cu \\ \alpha + {}^{60}Ni \end{matrix}\right\} \longrightarrow {}^{64}Zn^* \longrightarrow \begin{cases} n + {}^{63}Zn \\ 2n + {}^{62}Zn \\ n + p + {}^{62}Cu \end{cases} \tag{6-39}$$

可以得到三个衰变道的截面比例关系

$$\frac{\sigma[{}^{63}Cu(p,n){}^{63}Zn]}{\sigma[{}^{60}Ni(\alpha,n){}^{63}Zn]} = \frac{\sigma[{}^{63}Cu(p,pn){}^{62}Cu]}{\sigma[{}^{60}Ni(\alpha,pn){}^{62}Cu]} = \frac{\sigma[{}^{63}Cu(p,2n){}^{62}Zn]}{\sigma[{}^{60}Ni(\alpha,2n){}^{62}Zn]} \tag{6-40}$$

实验结果在误差范围内证明了上面等式成立。

共振峰的出现是当入射粒子能量合适，刚好碰上复合核的一条能级时，形成截面就很高。即复合核具有一定的能级结构，当入射粒子的相对运动动能 $\frac{m_A}{m_a + m_A}E$ 加上入射粒子和靶核的结合能 B_{aA} 正好等于复合核的一个能级的能量时，入射粒子就会被强烈吸收，于是形成复合核的截面就大，从而整个反应截面也就特别大。当入射粒子能散度极小时，实验测得的共振峰宽度就反映了核能级的宽度。

在能级较稀的区域，布莱特和维格纳对核反应共振现象作了定量的描述，单个共振峰可用 Breit-Wigner 单能级共振公式描述。对于 A(a,b)B 反应，有

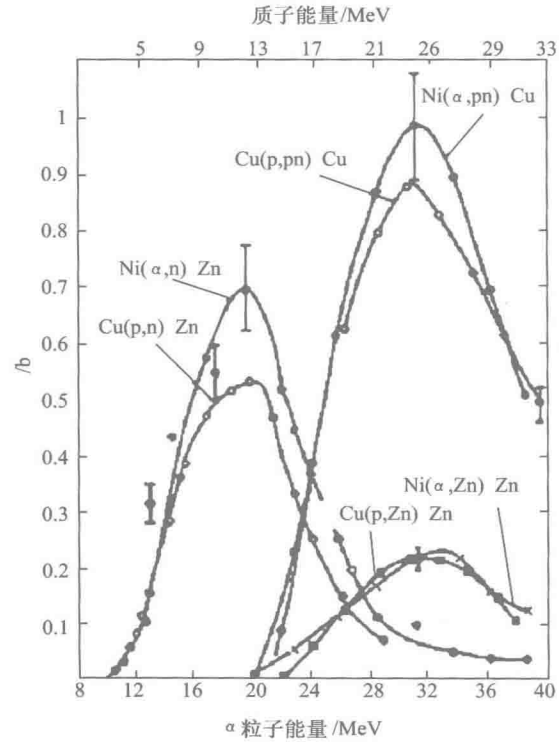


图 6-6 不同入射道,通过相同复合核的反应截面比较

$$\sigma(a,b)=\frac{2I_C+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)}\pi\lambda^2\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E'-E_\gamma)^2+(\Gamma/2)^2} \tag{6-41}$$

式中,I_a,I_A 和 I_C 分别为入射粒子、靶核和复合核的自旋;$\lambda=1/k$ 为入射粒子的折合波长;Γ_a,Γ_b 和 Γ 分别为 a 道、b 道的分宽度和总宽度;E'为入射道质心系能量;E_γ 为共振能量。

也可写作

$$\sigma(a,b)=\sigma_{CN}\cdot\frac{\Gamma_b}{\Gamma} \tag{6-42}$$

其中

$$\sigma_{CN}=\frac{2I_C+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)}\pi\lambda^2\frac{\Gamma_a\Gamma}{(E'-E_\gamma)^2+(\Gamma/2)^2} \tag{6-43}$$

$\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$表示复合核从 b 道衰变的概率,所以 Breit-Wigner 公式自动将共振截面分为玻尔所描写的复合核反应的两个独立阶段的概率乘积。

复合核出射粒子的能谱具有统计特征,服从 Maxwell 分布,与液滴的蒸发分子能谱相似。服从的分布规律如下:

$$f(E_b)\,dE_b=AE_b\exp(-E_b/kT)\,dE_b \tag{6-44}$$

式中,$f(E_b)\,dE_b$ 为出射粒子能量处在 $E_b\rightarrow E_b+dE_b$ 中的概率,A 为归一化常数。T 为核温度,激发能越高(即温度越高),能级密度也越大。

第7章　原子核结构

7.1　核的微观理论碰到的困难

最漂亮的理论是微观理论，从第一原理出发，从几个基本假定出发，能推导出所有定律与规律。

经典的微观核理论框架从三个假定出发：

(1)核是由中子与质子组成的；

(2)核的运动规律遵从非相对论量子力学；

(3)核子与核子间的相互作用——核力是二体力，即多体力可以忽略不计。

即使这三个假定完全符合客观实际，微观理论还是碰到两大困难：

一是核力问题。核力远比原子物理中的电磁相互作用复杂，近期内还难以认识清楚。

二是多体问题。除了一个中子和一个质子组成的氘核以外，其余原子核都是由多个核子组成的。多体问题从数学上难以求严格解，而且核的多体是不太多的多体，统计性不好，不像固体物理那样可以有足够的体来作统计平均。

何况，随着人类对自然界认识的深化，人们发现上述三个假定也只是一级近似。

核的微观理论是核理论的长远发展方向。近期内，实用的还是唯象理论(或称模型理论)。利用各种原子核结构模型，对核内核子的运动以及核整体的运动作近似、唯象的描述。对于某一类物理现象，抓住其主要特点，用一个物理模型作近似，即用一个有若干个待定参数的方程来描述。用已有的实验来定出这些参数的值，再用这个方程去预言尚未做实验的现象，进一步检验理论。

7.2　核的独立粒子(单粒子)运动与壳模型

7.2.1　幻数

原子中的电子在核的电磁场中运动，有壳层结构，表现在原子序数为某些“幻数”值时，原子的化学活性特别小，即原子特别稳定。

20世纪30～40年代，核物理的实验事实不断显示，自然界存在一系列幻数核，即当质子数 Z 或中子数 N 等于下列数之一，即2,8,20,28,50,82,126时原子核特别稳定。

存在幻数的实验事实如下：

(1)偶数 $Z(Z>32)$ 的稳定核素中，同位素丰度一般不大可能超过50%。但有三个明显例外：$^{88}Sr_{50}$ 的丰度(即在Sr总量中所占百分比)为82.56%；$^{138}Ba_{82}$ 的丰度为71.66%；$^{140}Ce_{82}$ 为88.48%。

(2)在稳定核素中，N 为20,28,50和82的同中子异荷素数目比邻近的要多，如图7-1所示。

(3)幻数核的第一激发态能量约 2 MeV,比邻近核素的要大得多,如图 7 -2 和图 7 -3 所示。这表明幻数核比较稳定,不容易被激发。例如,在铅的同位素中,以$^{208}_{82}Pb_{126}$的第一激发态能量最大(图 7 -3 中各黑点旁的数字为核的质子数 Z,也可看出 Z 为 50,82 这些幻数)。

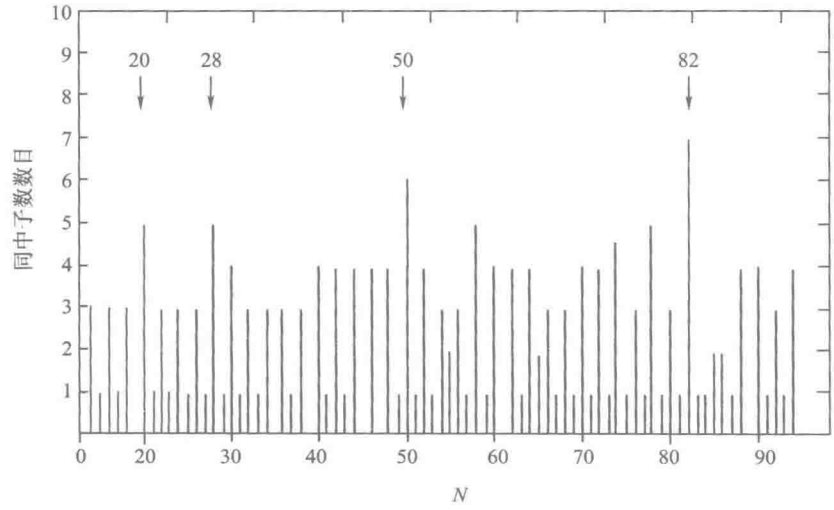


图 7 -1 稳定同中子异核素的数目

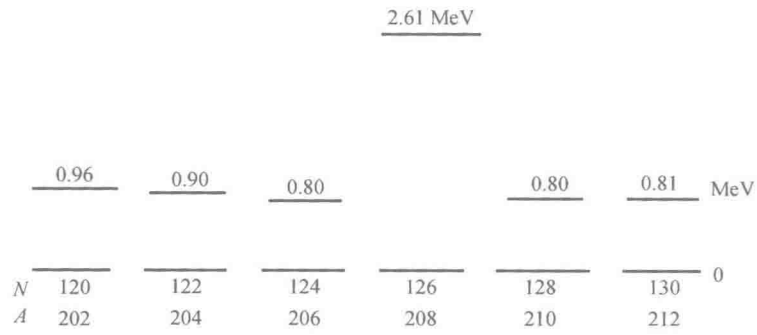


图 7 -2 铅的同位素的第一激发态

(4)幻数核的最后一个核子的结合能比幻数大 1 时的最后一个核子的结合能大得多。如^{16}O,最后一个中子的结合能是 15.7 MeV;而^{17}O 最后一个中子的结合能是 4.2 MeV,可见,幻数核结合紧得多。

(5)中子数为 50,82,126 的核俘获热中子的概率比邻近核素小得多。说明幻数核是满壳核,不易再结合一个中子,如图 7 -4 所示。

(6)幻数核附近的核的电四极矩很小,说明接近球形,较稳定。

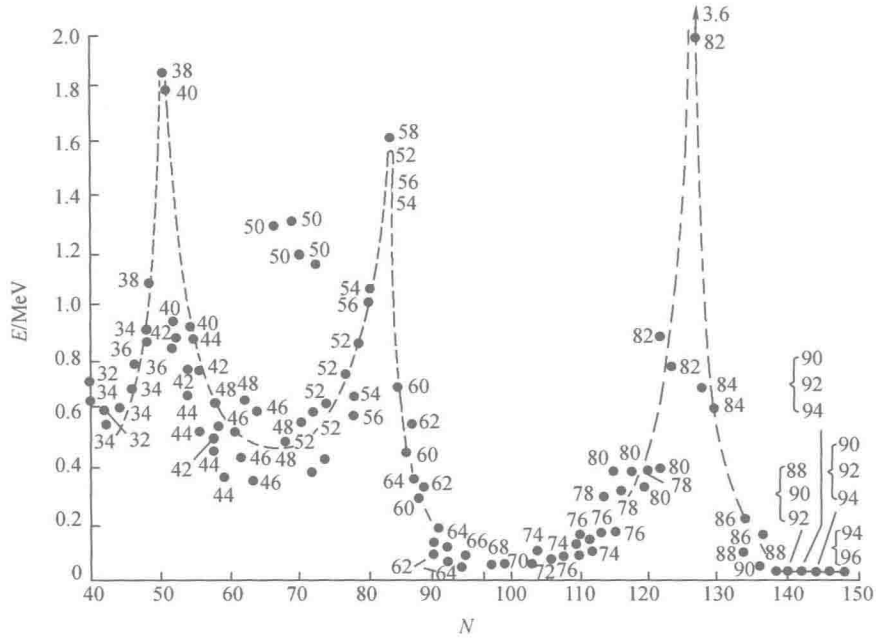


图 7－3　作为中子数的函数的偶偶核第一激发态的能量

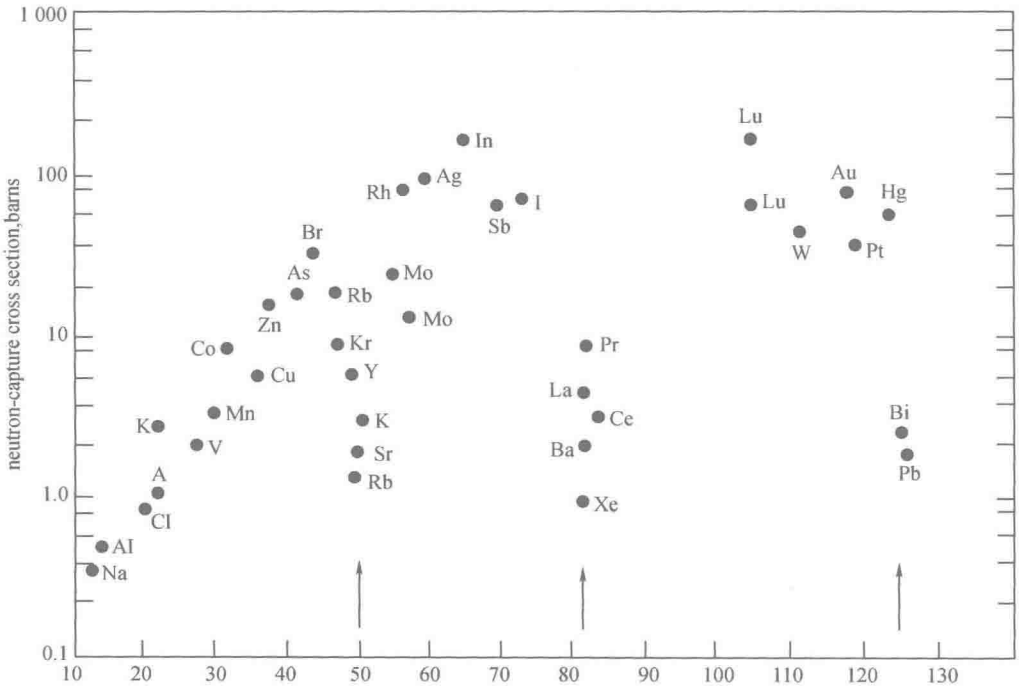


图 7－4　不同核中子俘获截面测量值与中子数的关系图

（图中箭头指出中子数为 50，82 和 126）

7.2.2 自旋－轨道耦合

20 世纪 40 年代，曾有不少学者试图解释幻数，一般对 2，8，20 还能解释，但对更高的幻数都无法解释。

仿照原子物理中原子中的电子在电磁场中做独立粒子运动的思想，在壳模型中假定原子核中的一个核子受其他核子的作用，可以近似地用一平均场代替，即每个核子都在其他核子的平均场中独立运动，也就是独立粒子近似，可用薛定谔方程解出其能级位置。

尽管假设了各种形状的势阱，但都不能得到与实验幻数相符的能级，不能再现 20 以上的幻数。

直到 1949 年，梅耶尔（Mayer）和简森（Jensen）提出了核的单粒子势中存在自旋轨道耦合作用，使单粒子能级发生大的分裂，从而形成新的单粒子能级结构，从而再现了 50，82，126 三个幻数，终于用壳模型成功地解释了全部幻数。

自旋－轨道耦合项的引入，使能级发生了劈裂，得到了如图 7－5 所示的单粒子能级图。原来以 l 表征的能级都一分为二（$l=0$ 除外），分裂的能级以核子的总角动量量子数 j 表征，$j=l\pm\frac{1}{2}$。其中 $j=l-\frac{1}{2}$ 能级在上，$j=l+\frac{1}{2}$ 能级在下，次序正好与原子中情况相反。分裂的程度随 l 增大而增大。

还应指出的是，核内核子受到的自旋－轨道耦合势相当强，不是一个微扰势，它引起的能级分裂相当大。正是由于较大的能级分裂，得到了原来得不到的幻数。例如原 $N=5$ 谐振子壳层中的 1h 能级分裂为 $1h_{\frac{9}{2}}$ 和 $1h_{\frac{11}{2}}$。由于 $l=5$ 能级分裂较大，造成 $1h_{\frac{11}{2}}$ 能级向下移与 $N=4$ 壳层的一些能级靠在一起；再加上，原 $N=4$ 谐振子壳层中的 $1g_{\frac{9}{2}}$ 能级也向下移，于是形成一个新的壳层，得到了幻数 82。$1h_{\frac{9}{2}}$ 能级向上移，与上面能级更靠近，加上 $1i_{\frac{13}{2}}$ 能级向下移，形成了幻数 126。同样可理解幻数 50 的产生。

7.2.3 核内独立粒子运动的物理基础

核子之间相互作用是强相互作用，玻尔提出的液滴模型在解释核的质量、核裂变以及核反应的共振等现象中已取得了巨大的成功。以独立粒子近似为基础的壳模型在其发展初期很少有人相信，直到梅耶夫人考虑了自旋－轨道耦合后解释了幻数，并为一系列核反应实验所证实后，才得到了普遍承认。

核内核子为什么能做独立粒子运动呢？核内核子密度虽然较密，核子之间经常会碰撞，但一般的碰撞并不会改变它们的能量状态。因为有泡利不相容原理的限制，低能级已布满了核子，一般的碰撞还不能将核子激发到空的高激发态。所以，作为一级近似，一个核子在核内的运动可以视为在其余核子组成的平均场中做单粒子运动。

当然，这只是一级近似。无论平均场选择得如何恰当，也不能完全抵消核子之间的相互作用，人们称这种相互作用为剩余相互作用，如对关联、集体运动、集团结构等。

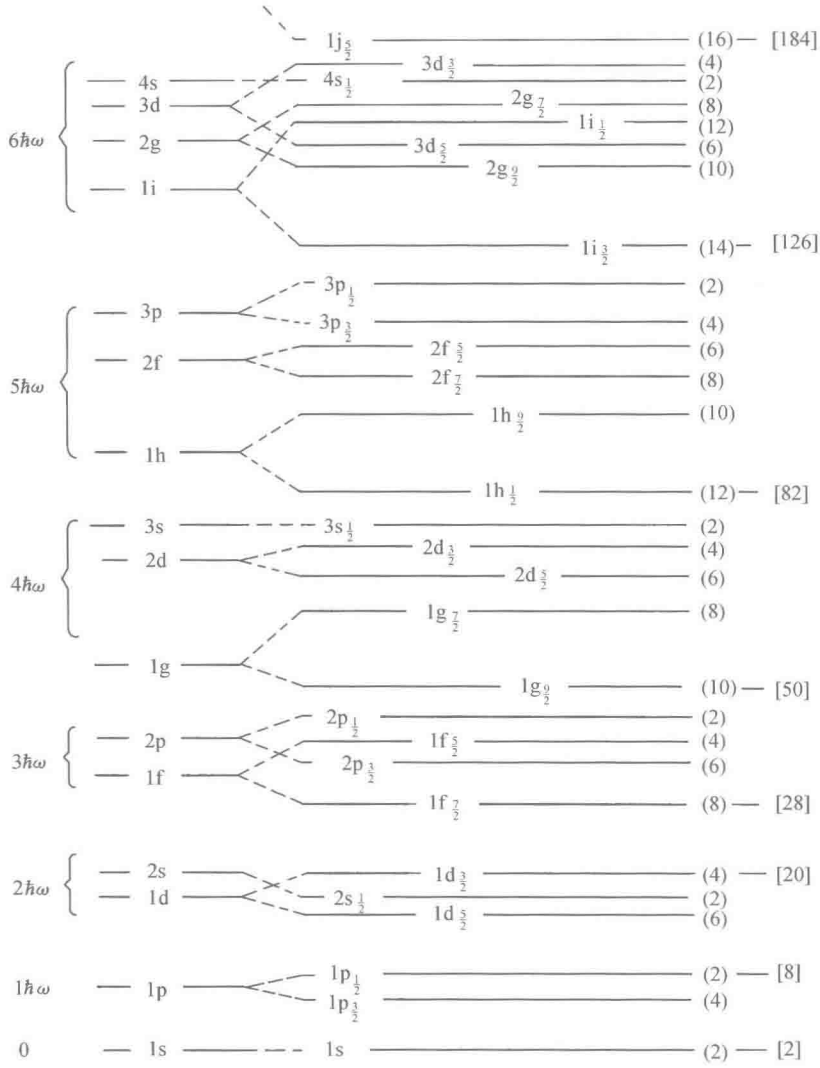


图 7－5　自旋－轨道耦合引起能级的分裂——幻数的出现

7.3　核子之间的对关联与超导模型

偶偶核的结合能比相邻的奇偶核或奇奇核都大，即结合较紧密。固体物理的 BCS 超导理论问世后，A. Bohr 提出了核的超导模型。与超导体中的两个电子结成库柏对（Cooper）相仿，基态原子核好比一个处于低温状态的超导体，其中的中子成对，质子也成对。成对核子是指两核子所处的状态仅是角动量的磁量子数 m 的符号相反，其他量子数（n,l,j）都相同，简单讲就是“自旋方向相反”，即一个自旋向上，另一个自旋向下，这时对称性最高，能量状态最低。20 世纪 60 年代，发现当原子核激发到高自旋态时，由于高速旋转，对会拆开，出现相变，发现极度丰中子的轻核 ^{11}Li 的 4 个中子是紧密结合成两对在外环运动的。

7.4 核的集体运动与集体模型

原子核的运动形式，除核内存在核子的独立运动以外，许多事实表明原子核还具有集体运动的形式。核的集体运动是指部分核子或全体核子参与的集体运动，包括转动、振动与巨共振。

7.4.1 转动

原子核的转动概念不同于刚体的转动，也不同于流体的转动，刚体转动时，各点有相同的角速度，有共同的转动轴。流体椭球转动时，椭球内的各点按一定方向流动，椭球中的各点既没有相同的角速度，也没有共同的转动轴。

原子核的转动与上述两者均不相同。对于球形核无所谓转动，因为所有对称轴都是等效的，不能专绕一个轴转动。同理，形状为轴对称的原子核绕对称轴的集体转动也是没有意义的。具有形变的原子核，势场不再是球对称，而是具有一定方向。当势场的方向在空间变化时，我们就说原子核进行了转动，所以原子核的转动是指原子核势场空间取向的变化。偏离球形的核，例如椭球形可以绕一轴转动。

转动带各能级有简单的规律性。变形偶偶核建立在基态上的转动带为

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \tag{7-1}$$

式中，$I=0,2,4,\cdots$。该式正是奥格·玻尔与莫特尔逊在 1953 年提出的著名的核转动能谱公式，它得到一系列实验数据的支持，图 7-6 就是当时玻尔与莫特尔逊引用的一个简例。

实际核的振动将引起转动惯量的变化，两种集体运动的耦合对转动谱将产生影响。较好的经验公式可取：

$$E_I = AI(I+1) + BI^2\ (I+1)^2 \quad (B<0) \tag{7-2}$$

上式中包含了两个参量 A 和 B。

7.4.2 振动

集体运动不仅出现在变形核，而且还存在于球形核。在 1953 年前后，奥格·玻尔与莫特尔逊除研究变形核的集体转动外，还详细地研究了球形核和变形核的集体振动。

1. 球形核的振动方式

首先，我们来研究常见的几种振动方式。在满壳层外的核子数不多时，原子核稳定形变还不能发生，它的平衡形状仍然是球形。有以下几种振动方式：

(1)单极振动，是核半径的周期性增大或缩小，好像原子核在“呼吸”；

(2)偶极振动，相应于核物质的平移；

(3)四极振动，表面形状发生四极变形，按照长椭球↔球形↔扁椭球，做来回振动，这是原子核振动的最重要的形式；

(4)八极振动，相应的变形称为八极变形。

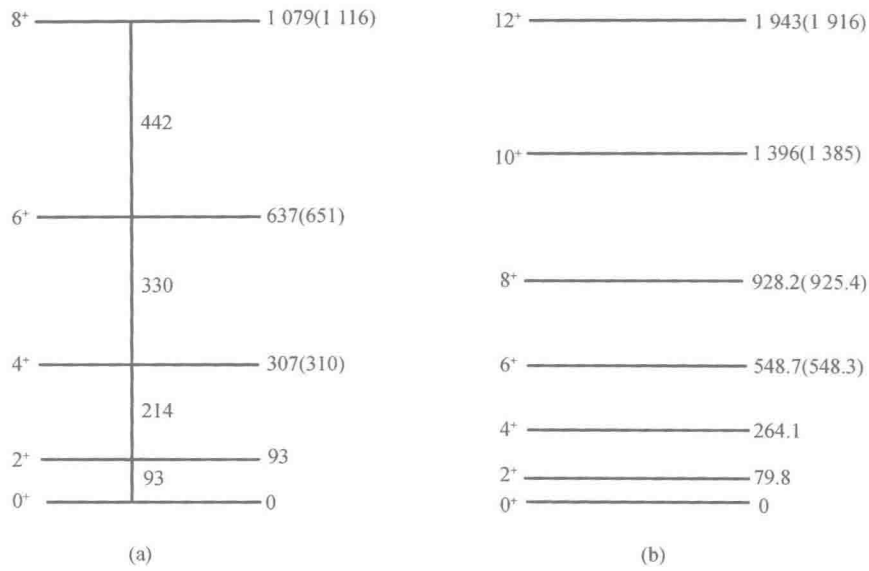


图 7－6　典型转动谱

(a) ^{180}Hf; (b) ^{168}Er; $A = 13.34$ keV; $B = -0.006\ 79$ keV

(能量以 keV 为单位,圆括号内为计算值)

2. 偶偶球形核振动谱

借用固体物理中用来描述晶格振动量子化的声子概念,振动的量子是声子。每个声子的角动量为 2,宇称为正(或偶)。简谐振动理论预告的偶偶球形核的振动谱如图 7－7 所示。

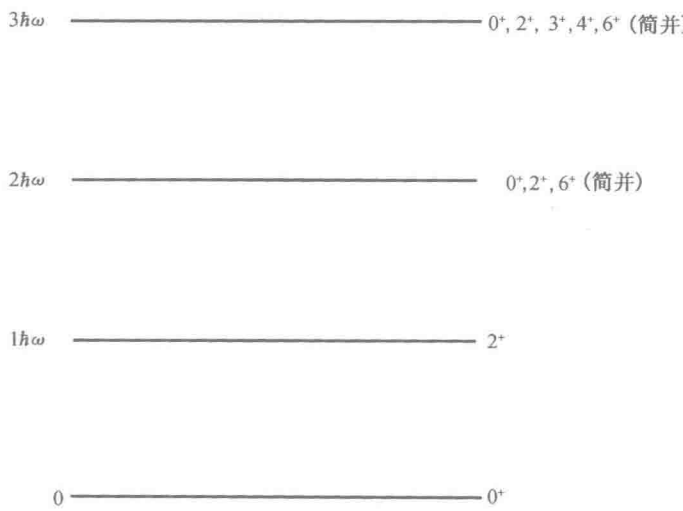


图 7－7　偶偶球形核的振动能谱

图 7－8 是实际核谱,因为不完全是简谐振动,因此比图 7－7 复杂。正宇称是四极振动,即在长椭球↔球↔扁椭球之间的振动。3⁻能级来自八极振动,即梨形核的振动。

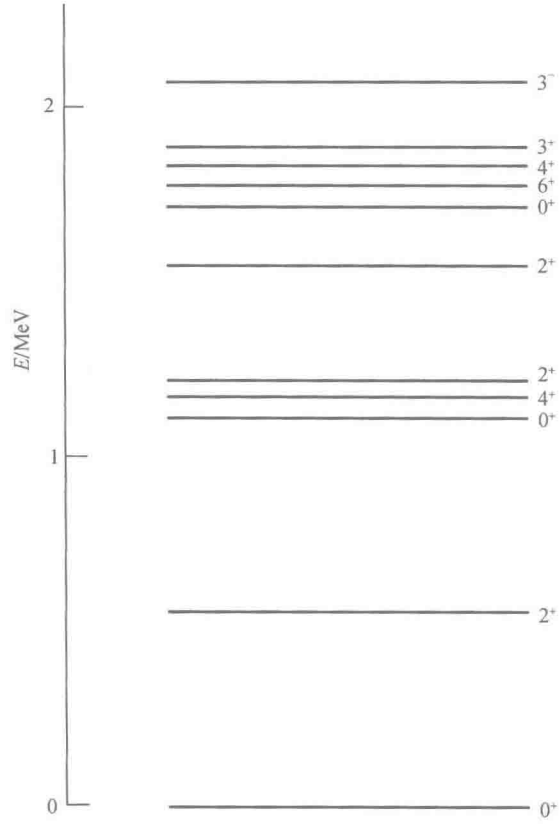


图 7-8 ^{120}Te 振动能谱

3. 变形核的振动

变形核除转动外也有振动，主要是四极振动，有两种振动方式：β 振动和 γ 振动，如图 7-9所示。

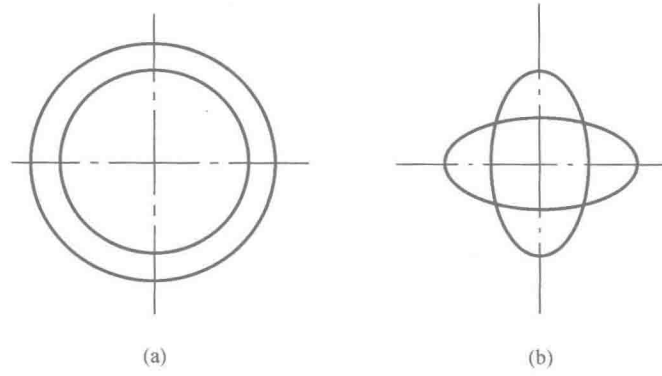


图 7-9 垂直 Z 轴的横截面的振动变化

(a)β 振动；(b)γ 振动

第 6 章讲的光学模型是球形核光学模型，势只与距离有关，与方向角无关。集体运动引起了转动与振动，可以用一个变形核光学势代替球形核光学势，势能与方向角有关。

7.4.3　巨共振

转动与振动往往是部分核子，主要是表层核子参与的集体运动。所有核子都参与的相干的振动称为巨共振。这是在核的高激发态区的一种集体运动形态，一般激发能在 10 MeV 以上。

巨共振早在 1947 年就由巴德温在光核反应中发现。当时转动与振动尚未发现，他在激发曲线上看到有宽度达几兆电子伏特的宽共振，这是核内中子流与质子流相对于共有质心的振动，为电偶极共振。

巨共振十分丰富多彩，至今仍是核物理热门课题之一。如图 7－10 与表 7－1 所示，巨共振有各种共振模式，可用三个量子数(L,T,S)来表征。其中 L 是振动的多极模式，$L=0$ 时称为单极巨共振(GMR)，相当于“呼吸”模式；$L=1$ 时称为偶极(GDR)巨共振，相当于相互垂直方向的振荡。第二个量子数是同位旋量子数，$\Delta T=0$ 称为同位旋标量巨共振，相当于质子和中子同相振荡；$\Delta T=1$ 称为同位旋矢量巨共振，相当于质子和中子反相振荡。第三个量子数是自旋，$\Delta S=0$ 相当于自旋朝上和自旋朝下的核子同相振荡，称为电多极巨共振；$\Delta S=1$ 相当于自旋朝上和自旋朝下的核子反向振荡，称为磁多极巨共振。

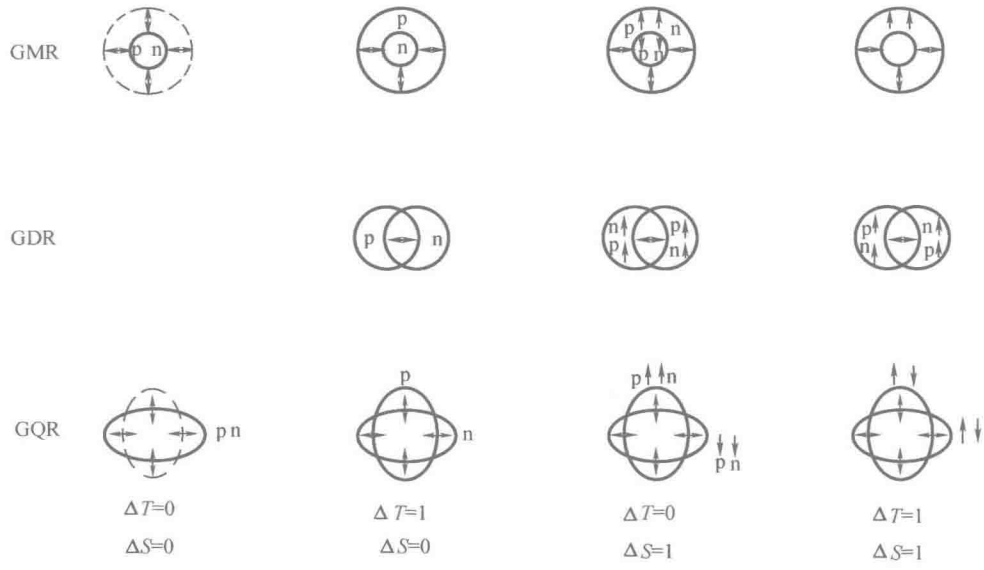


图 7－10　巨共振的液滴模型示意图

表 7－1　几种巨共振模式的表征

	L	ΔS	ΔT		L	ΔS	ΔT
电单极巨共振 GMR	0	0	0,1	电八极巨共振 GOR	3	0	0,1
电偶极巨共振 GDR	1	0	1	Gamow-Teller 共振 GTR	0	1	1
电四极巨共振 GQR	2	0	0,1	磁偶极共振 MIR	1	1	0

7.5 核的集团结构与集团模型

α 粒子，即^{4}He 核是轻核中结合最紧的核，当一对中子与一对质子在核内运动时碰在一起，有可能瞬时地形成一个 α 集团，它们聚在一起而与核的其他部分以一个相对弱的“键”联系在一起。除 α 集团外，也可能有其他集团。

一些核的基态就有集团结构，天然放射性核素的 α 衰变就是先形成 α 集团，然后穿透位垒而发射 α 粒子。重粒子放射性，例如^{14}C 放射性，也可以理解为相对比较紧密的^{12}C 集团（或 3α 集团）带着一对中子发射出来的。

图 4－4 比结合能曲线表明，1α，2α，3α，4α，5α，6α，7α 的核都在峰位，说明 α 集团结构紧密。

稀土区是大变形区，高能电子散射实验测量核内电荷分布，^{166}Er 和^{176}Yb 显示双团结构。

在^{6}Li、^{7}Li 等轻核三体反应的准自由散射实验中，可以得到核内 α 集团的动量分布（即动量空间波函数绝对值的平方）与集团模型的描述相符合。核的激发态，有些是两团或三团的准分子态。图 7－11 为稀土核的电荷密度分布示意图。

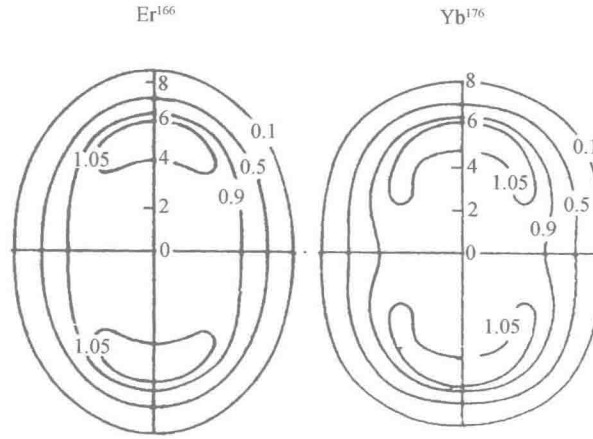


图 7－11 稀土核的电荷密度分布示意图

第8章 介　　子

最早认识的介子就是 π 介子，它是介子家庭中最轻的一种（其质量是电子质量的 200 倍）。π 介子最初是作为相互作用的场粒子提出来的，并于 1947 年由鲍威尔在高空宇宙线中发现 $\pi^{\pm}$ 介子。

π 介子有三种，分别为 π^+，π^- 和 π^0，其自旋宇称都为 0^-，质量分别为 $m(\pi^{\pm}) = (139.569\ 95 \pm 0.000\ 35)$ MeV；$m(\pi^0) = (134.976\ 4 \pm 0.000\ 6)$ MeV。π 介子是最轻的强子，因此不可能由强作用衰变到其他强子，而只能通过电磁或弱过程衰变。π^0 的主要衰变道为：$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$，这是一个典型的电磁衰变；而 π^- 的主要衰变道为 $\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_{\mu}$；对于 π^+ 的衰变，只需把上列粒子都变成它们的反粒子即可。

8.1 π介子的发现

1935 年，日本理论物理学家汤川秀树提出了核力的介子理论。他认为核子与核子间的相互作用是由于交换介子而引起的，并且由力程预言介子的质量介乎电子质量和质子质量之间，是电子质量的 200 多倍，即其静止质量约 100 MeV。这种粒子可能以三种形式出现：电中性、带正电或带负电。所带电荷的大小等于质子的电荷。

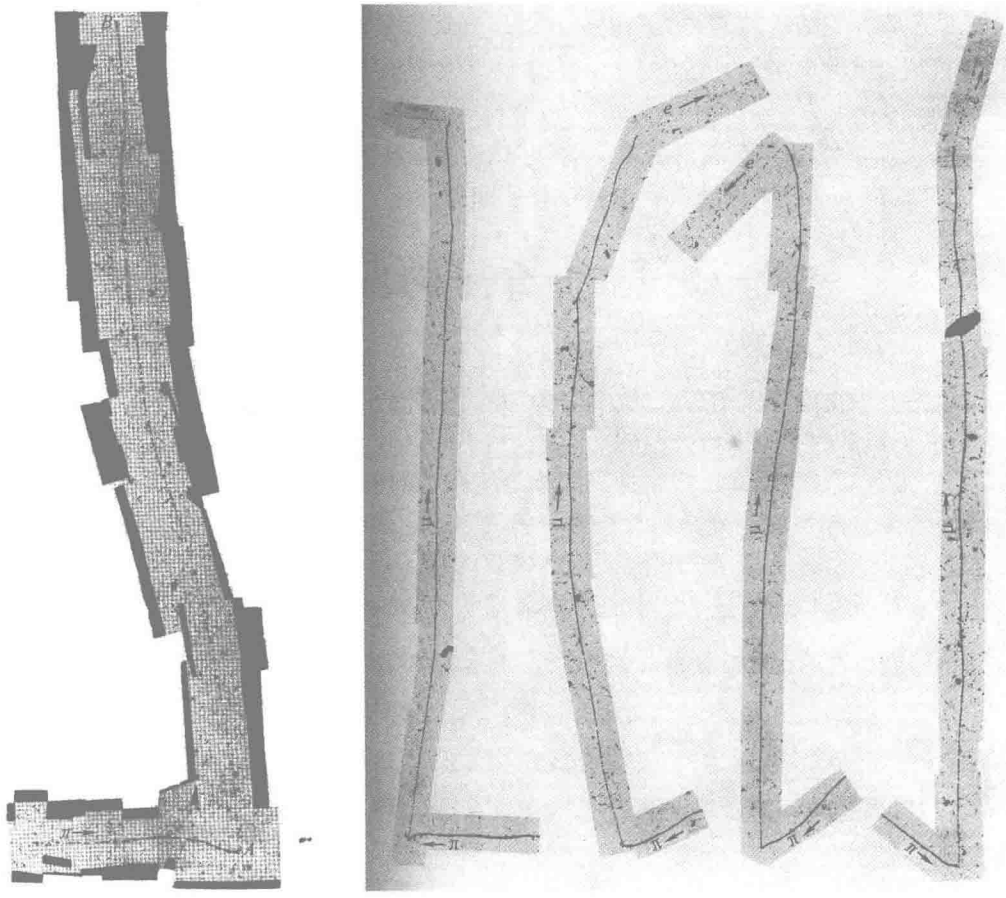
汤川理论从相对论与量子力学的第一原理出发：相对论认为，实物的速度不能超过真空中的光速。一个介子从出发的核子到达接收的核子所经历的时间约为 r_0/c，r_0 为核力的作用半径 $\sim 2 \times 10^{-13}$ cm。量子力学测不准关系认为 $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$，$\Delta E$ 为与介子质量相应的能量，则有 $m = \dfrac{\hbar}{r_0 c}$。由此即得 m 大约为电子质量的 200 倍，即 102 MeV。

起初，这篇文章并没有引起人们的注意。就在 1935 年汤川秀树预言介子存在后，1937 年，安德森在宇宙线中发现了一些粒子，他们称之为“重电子”，其质量刚好是电子质量的 200 倍。奥本海默和汤川秀树曾分别指出，这可能就是汤川秀树预言的介子，当时大家称之为 μ 介子。

但是不久就有人注意到它不参加强相互作用，μ 介子与物质的相互作用很弱，平均寿命很长，不可能是传递核力的汤川介子。张文裕对此也做出了重要贡献。有人认为，μ 介子不是汤川介子，而是汤川介子的衰变产物。1947 年，英国 C. F. Powell 改进了核乳胶的性能，从而 1947 年在宇宙线中发现了 π－μ 衰变，才明白 π 介子才是汤川秀树所预言的介子。

后来才明白，μ 介子不属于介子，而是“重电子”，是与电子属同一类的一种轻子，后来正式命名为 μ 子（Muon）。

π 介子的发现是粒子物理划时代的发现，从此进入了粒子物理时代。最早发现 π 介子的乳胶照片如图 8－1（a）所示。当时乳胶灵敏度还不够，未记录其电子径迹。图 8－1（b）是 1948 年后生产的高灵敏乳胶的记录。



(a) (b)

图 8-1 π介子的连续衰变

(a)最早发现π介子的乳胶照片;(b)1948 年生产的高灵敏乳胶的记录

8.2 π介子的产生

当质子能量大于135 MeV时,就可能从原子核中打出一个π介子。图8-2是宇宙线中30 GeV质子打在乳胶中Ag或Br核上,并将核打碎,其中标*S*的粒子中有的是高能质子,有的是高能π介子。

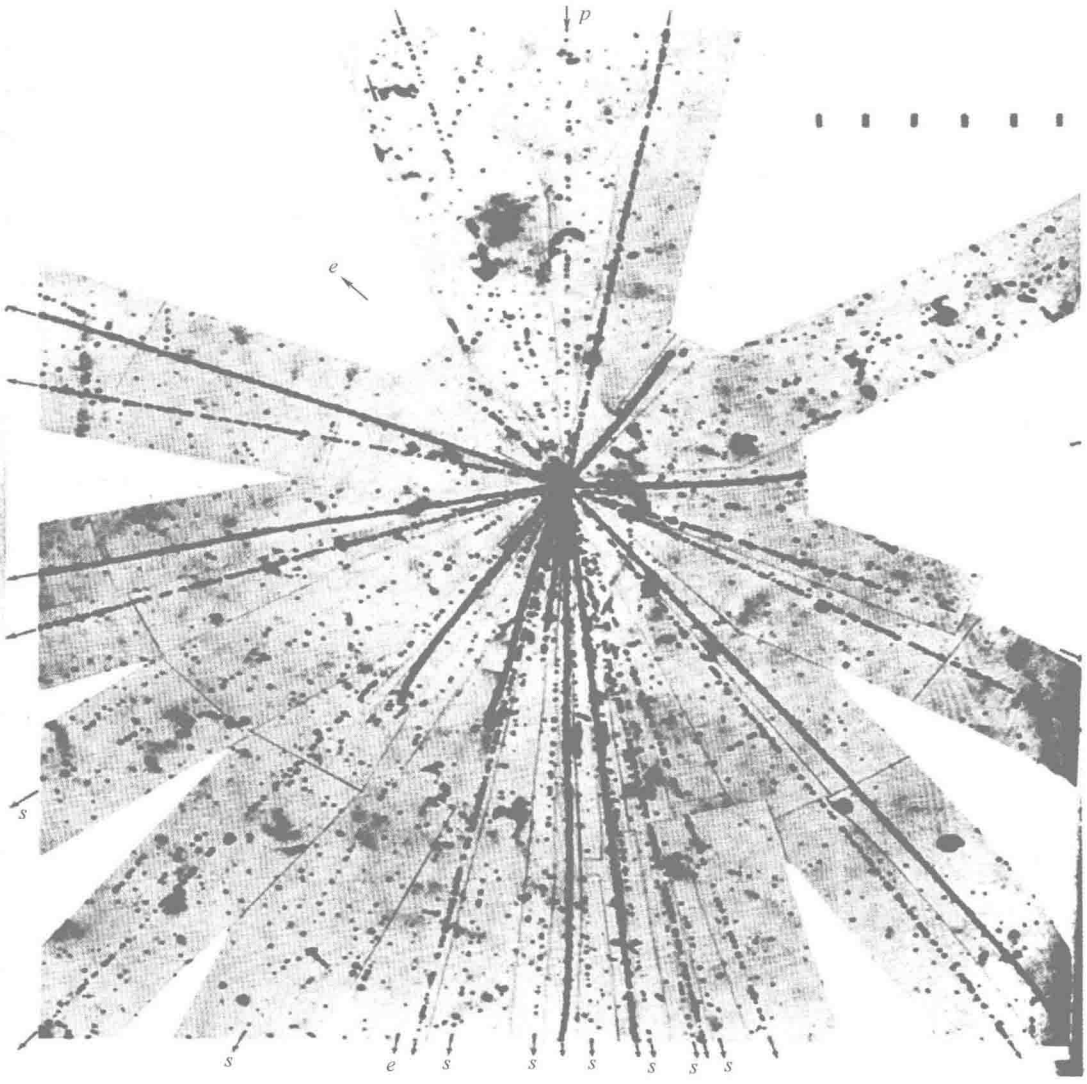


图8-2 30 GeV质子打Ag(或Br)产生的"星"

图8-3是3 000 GeV与9 000 GeV质子在核乳胶中形成的π介子喷注(Jet)。只要能量足够高,作为玻色子的π介子就可以大量产生。图8-3是没有靶核散裂射出的粒子径迹,这说明喷注就是由入射高能质子本身产生的π介子。

用中、高能加速器可以产生强的π介子束流。产生π介子最简单的方法是利用核

子－核子碰撞，则有

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0$$
$$\rightarrow p + n + \pi^+$$

上式反应 Q 值为负，实验室阈能约为 $T_{th} = 290$ MeV。图 8－4 和图 8－5 分别是质子轰击 H 靶产生单 π 介子和双 π 介子的截面与入射粒子能量的关系。图 8－4 是单 π 介子产生截面随实验室系质子能量的变化。在阈能之上，截面迅速增大，在 800 MeV 左右达到一个平台。

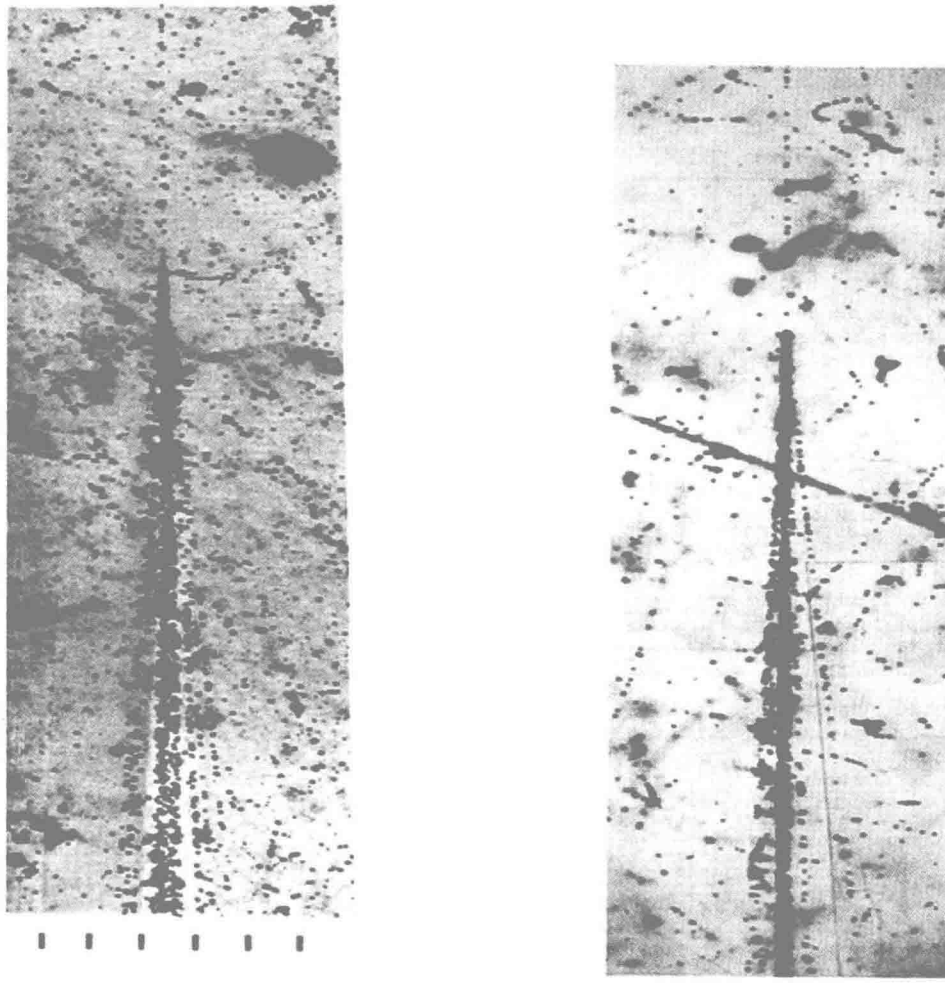


图 8－3　3 000 GeV 与 9 000 GeV 质子在核乳胶中形成的 π 介子喷注

只要能量够高，就可以产生更多的介子，比如在大约 600 MeV 之上，就可以打出两个介子。图 8－5 是双 π 介子产生截面随核子实验室系能量的变化，则有

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-$$
$$n + p \rightarrow n + p + \pi^+ + \pi^-$$

除了核子－核子碰撞的强作用过程外，π 介子也可在电磁过程中产生，如：$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0$。这里需要的光子阈能为约 150 MeV。

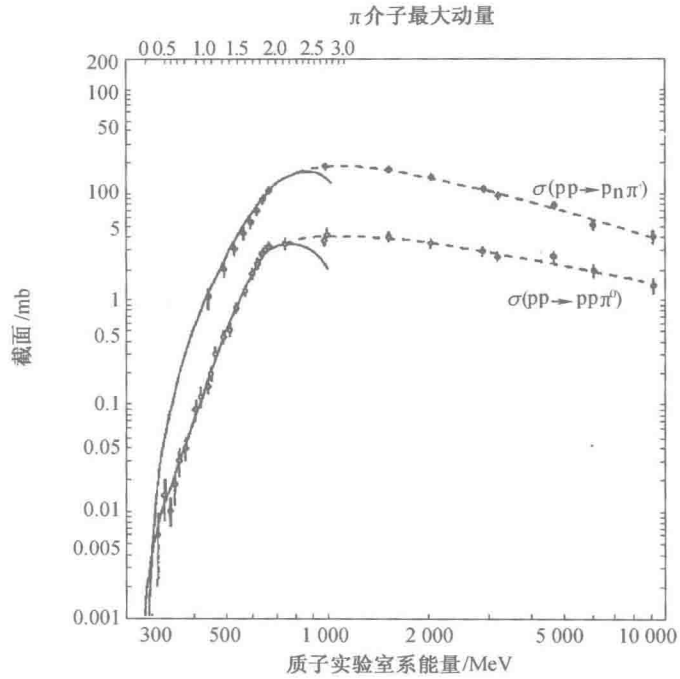


图 8－4　pp 碰撞的单 π 介子产生截面

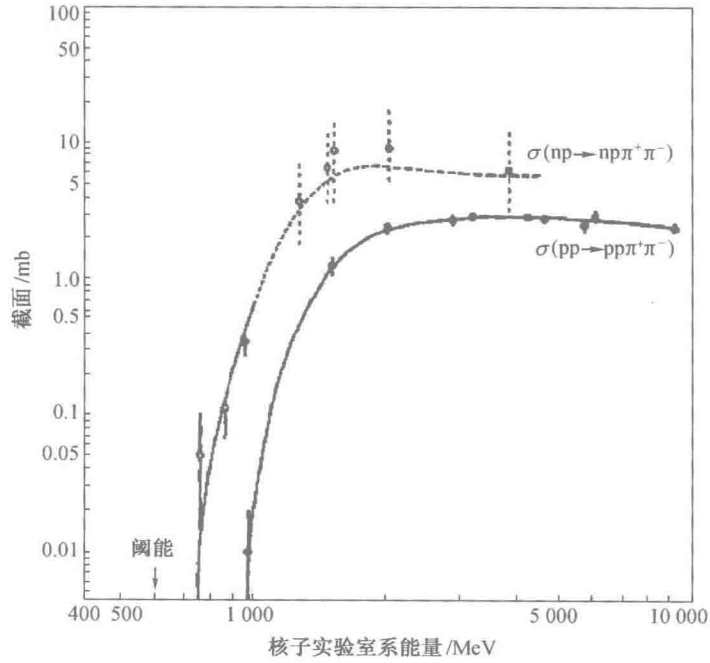


图 8－5　NN 碰撞的双 π 介子产生截面

8.3 π,k 介子与核子和核的反应

π 介子作为次级束提供了一种新的实验手段,可以研究一个新的领域。最基础的实验是介子与核子的反应,可以分为弹性散射、非弹性散射和电荷交换反应。

弹性散射

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$$

非弹性散射

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$$

电荷交换反应

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$$

π 介子与核子反应截面如图 8-6 所示,显示出明显的共振特性。$\pi^+ + p$ 反应形成 Δ 粒子,Δ(1 236)是最早被认识的共振态,是在 1952 年费米用加速器产生的 π^+ 介子轰击质子时发现的,$\pi^+ + p \rightarrow \Delta(1\,236)^{++} + \pi^0$。(1 236)等为其质量,$(\frac{3}{2}^+)$等为其自旋-宇称量子数,如图 8-6 中的实线所示。$\pi^- + p$ 反应形成 N 粒子,如图 8-6 中的虚线所示。

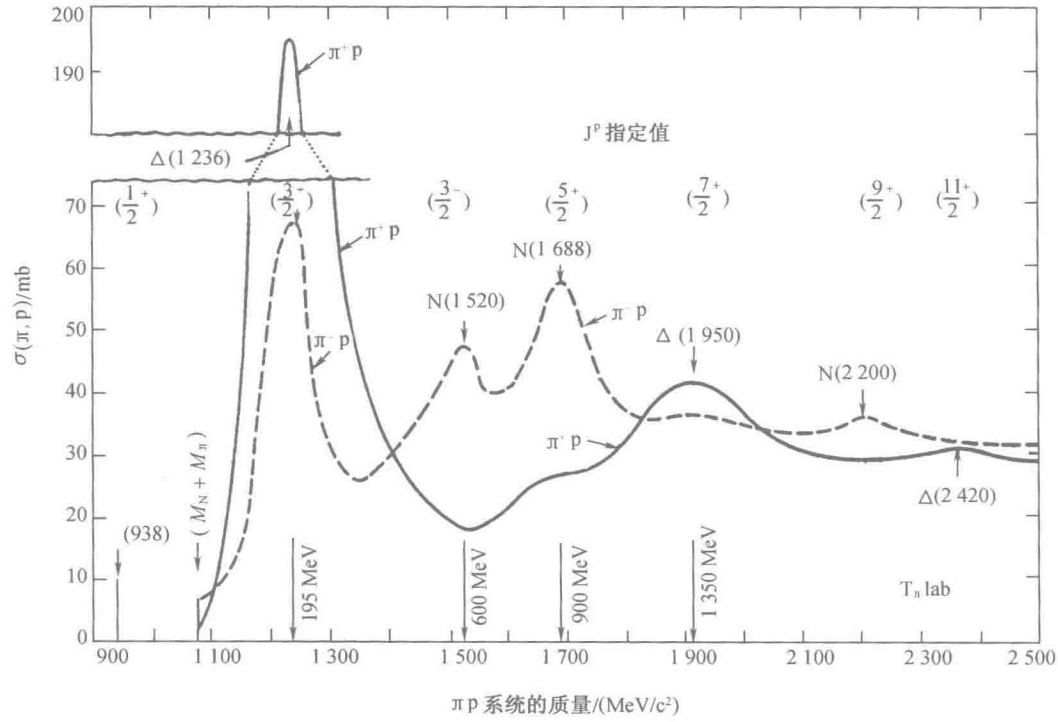


图 8-6 π 介子-核子截面显示共振

这样一批共振态的发现是粒子物理史上的一件大事。大批共振态的发现说明“基本”粒子并不基本。

π 介子与核子的反应中还发现了一批更重的介子,如 ρ,η,ω 介子,如图 8-7 所示,也

可以说是介子共振态。

在 π 介子与核子的反应中，人们发现了一种奇怪的新的介子，被称为 K 介子。反应如下：$\pi^- + p \rightarrow n + K^+ + K^-$。K 介子的质量为 $M(K^{\pm}) = 493.67$ MeV，$M_{K^0}(\overline{K^0}) = 497.67$ MeV，可带正电或负电荷，产生截面很大，在强作用过程中成对产生，却主要通过弱作用衰变。后来在宇宙线实验中，发现了一批奇异粒子。

K^+ 各衰变道的分支比如下：

$$
\begin{aligned}
K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu && (63\%)\\
&\rightarrow \pi^+ + \pi^0 && (21\%)\\
&\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- && (6\%)\\
&\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 && (2\%)\\
&\rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu && (3\%)\\
&\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e && (5\%)\\
&\rightarrow e^+ + \upsilon_e && (0.001\,5\%)
\end{aligned}
$$

为了解释这些“奇异”现象，1957 年 M. Gell-Mann 引进一个新的量子数 S——奇异量子数。并指定 K^+ 的奇异数 $S=1$，而 K^- 的奇异数为 $S=-1$，K^+ 和 K^- 互为反粒子。K 介子家族还有不带电荷的 K^0 和 $\overline{K^0}$，它们也互为反粒子，奇异量子数 $S=\pm 1$。现在知道，日常生活中接触到的世界万物都是由 u，d 两种夸克为基础组成的。奇异量子数使人类的认识进入了一个新世界，即由 S 夸克参与组成的新世界。有比质子更重的重子——超子，还有由超子与普通核子组成的超核。

在 K 介子正式命名之前，在宇宙线中发现有两种粒子：τ 和 θ 两种介子。它们的质量、电荷、自旋等都相同，只是衰变方式不同。当 τ 粒子衰变时，产生三个 π 介子，末态宇称为负（如图 8－8 所示）；而 θ 粒子衰变时产生两个 π 介子，末态宇称为正。即 θ、τ 具有相反的宇称，它们的自旋、宇称分别为：τ 为 0^-、θ 为 0^+。根据宇称守恒定律，它们不是同一种粒子，和前面所讲的质量、寿命等性质相同得到的结论矛盾，即所谓的“τ－θ 之谜”。如果这是两种不同的粒子，为什么它们的其他物理量都一样？如果是同一种粒子的不同衰变方式，就违背了公认的宇称守恒定律。当时费因曼也开始怀疑宇称可能不守恒。1956 年，李政道、杨振宁在研究这个问题时，仔细地分析了关于宇称守恒的各种实验资料，发现在以往的 β 衰变实验中从来没有涉及宇称是否守恒的问题，β 衰变过程中宇称守恒的问题从来没有实验证明。于是他们在“τ－θ 之谜”的启示下，提出了在弱相互作用中，宇称不守恒的假说，并且提出并设计了几个实验来专门研究弱作用过程中宇称是否守恒。1957 年，吴健雄等人通过极化原子核 ^{60}Co 的 β 衰变验证了弱相互作用中宇称不守恒。乳胶工作者用 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ 衰变也证明了这一点。

发现弱相互作用过程中宇称不守恒后，又进一步发现一般情况下 CP 是守恒的（C 是电荷共轭，即粒子、反粒子的变换；P 是宇称，即空间反射变换），但 K^0 介子却是 CP 不守恒的。

K 介子与核子、核的作用中也有共振态，如图 8－8、图 8－9、图 8－10 所示。

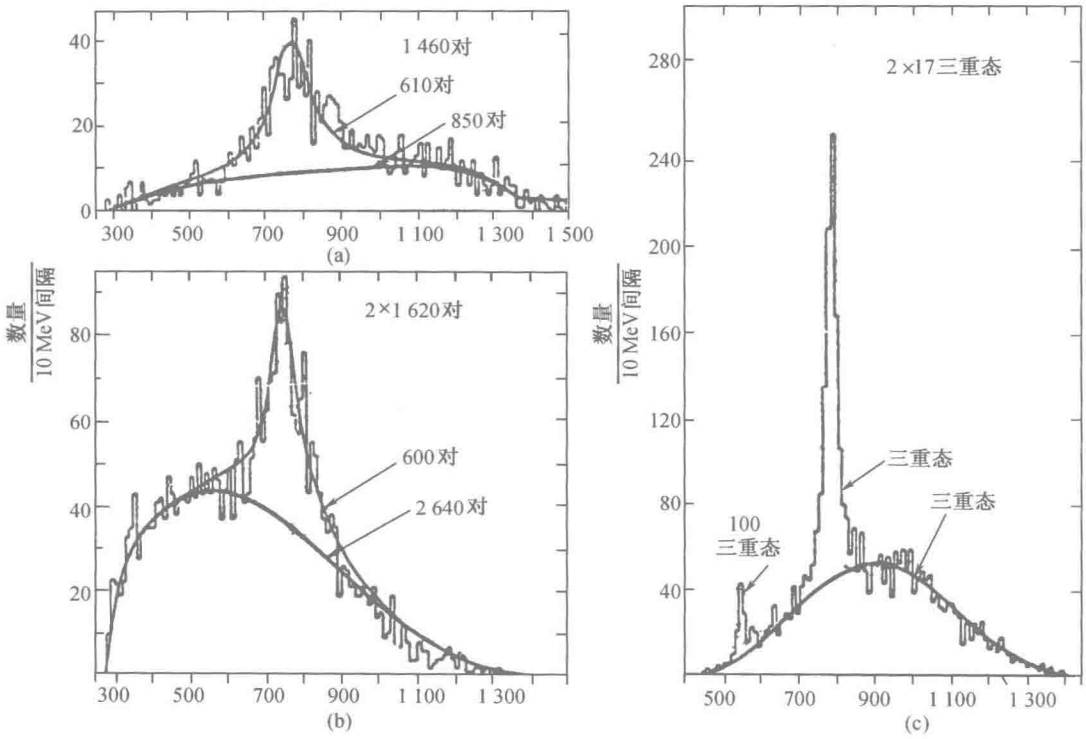


图 8-7 ρ 介子与 ω 介子存在的证据

(a)$\pi^+\pi^0$ 质量,MeV;(b)$\pi^+\pi^-$ 质量,MeV;(c)$\pi^+\pi^-\pi^0$ 质量,MeV

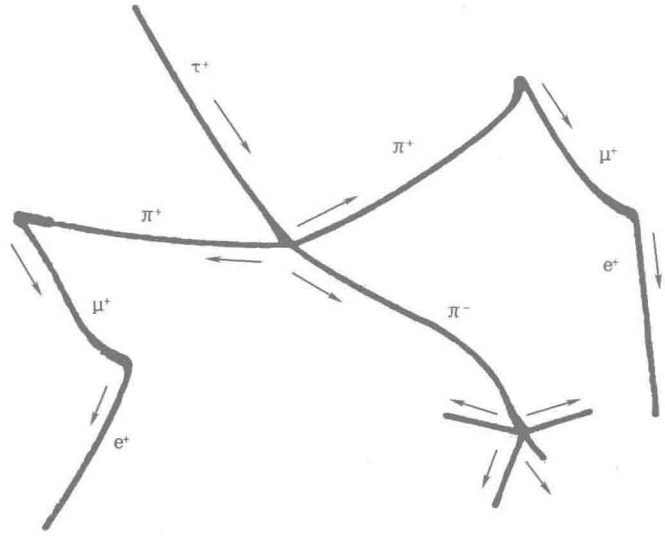


图 8-8 τ 介子衰变成三个 π 介子的核乳胶径迹图

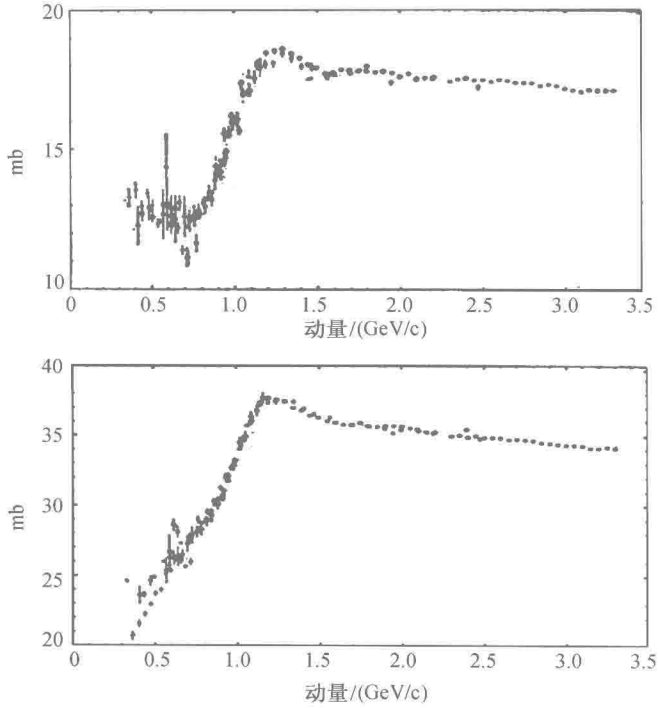


图 8－9　K^+p(上图)和 K^+d(下图)总截面测量的最新汇编

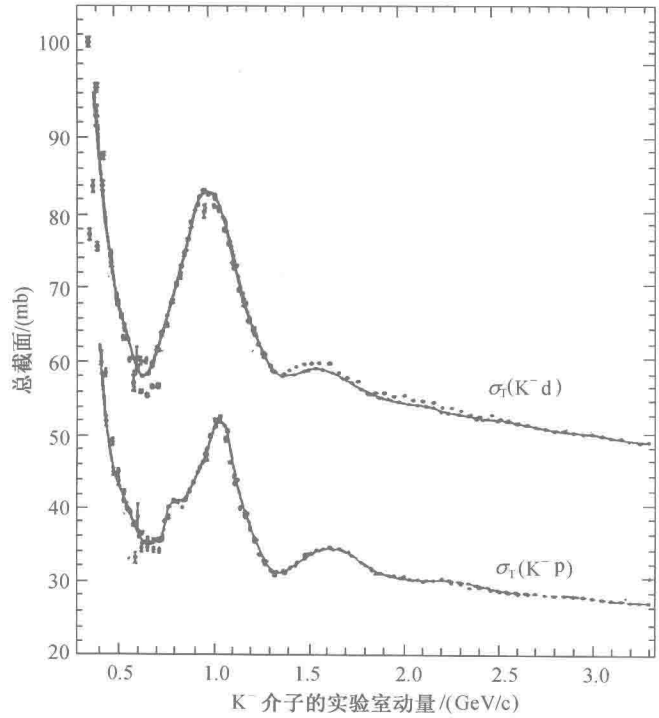


图 8－10　K^-p 和 K^-d 总截面数据

8.4 J/ψ粒子的发现

1974年前,粒子物理曾经被人们错觉为已趋成熟。理论预言的粒子都已发现,夸克模型已被人们广泛接受(当时已知有u,d,s三种夸克)。

美国东海岸的BNL(布鲁克海文国家实验室)的MIT小组在丁肇中的主持下用质子轰击铍靶,产生介子,然后测量介子的衰变产物e^+e^-,发现在$m_{e^+e^-}=3.1$ GeV处有一很窄的共振峰(宽度仅5 MeV)。与此同时美国西海岸SLAC(斯坦福电子直线加速器实验室),由SLAC和LBL(劳伦斯伯克利实验室)合作小组,在B. Richter主持下用正负电子对撞机研究电子对湮灭形成介子的过程,发现在3.1 GeV区有一窄的共振峰。两篇论文同时寄到*Physical Review Letters*杂志编辑部,发表后引起世界轰动,发现的粒子被称为J/ψ粒子,如图8-11所示。

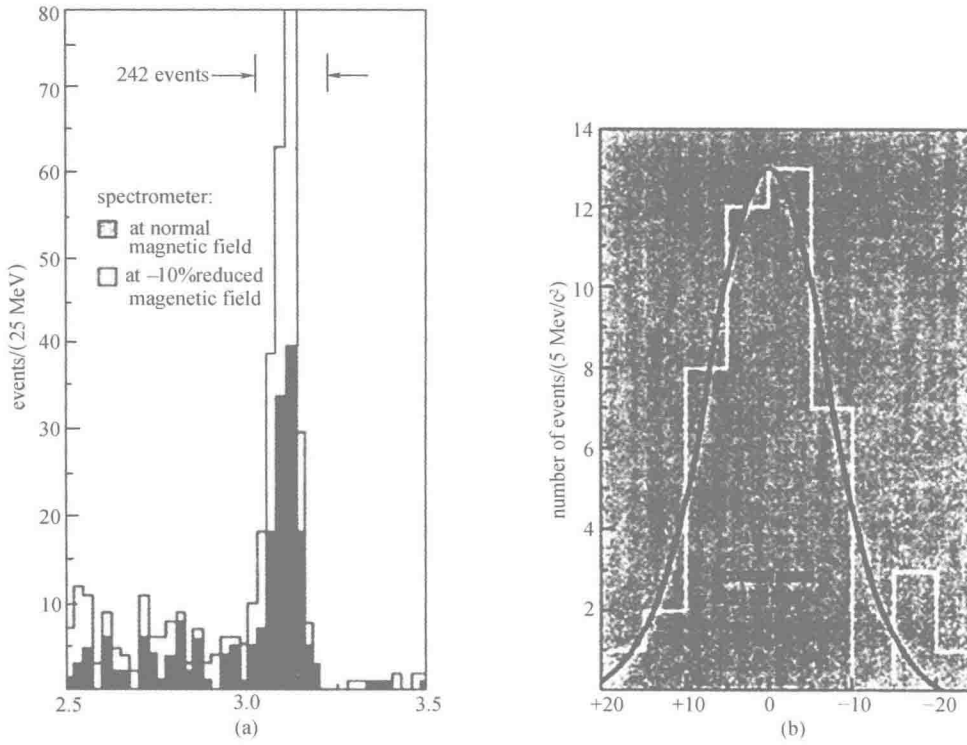


图8-11 J/ψ粒子的发现

(a)共振峰位置;(b)宽度

接着理论家解释这是新一类夸克(粲夸克,Charm)与反夸克组成的介子。实验上不但发现了J/ψ粒子的共振态,还发现了由第五种夸克底夸克(Bottom)和其反夸克组成的γ粒子。

从此,粒子物理进入了新的篇章。

第9章　重子、超子与超核

9.1　重　　子

质子、中子以及比它们更重的有强相互作用的基本费米子，统称为重子（例如，p，n；Λ；Σ^+，Σ^-，Σ^0；Ξ^-，Ξ^0；Ω^-）。除了核子（质子、中子及其反粒子）外，其余粒子统称为超子。共有 11 种重子，加上它们的反粒子，共有 22 种重子。

核子（质子与中子）的共振态 Δ、N 等，有一系列不同的质量。Δ 粒子的质量如图 9－1 所示，形成一个转动带。

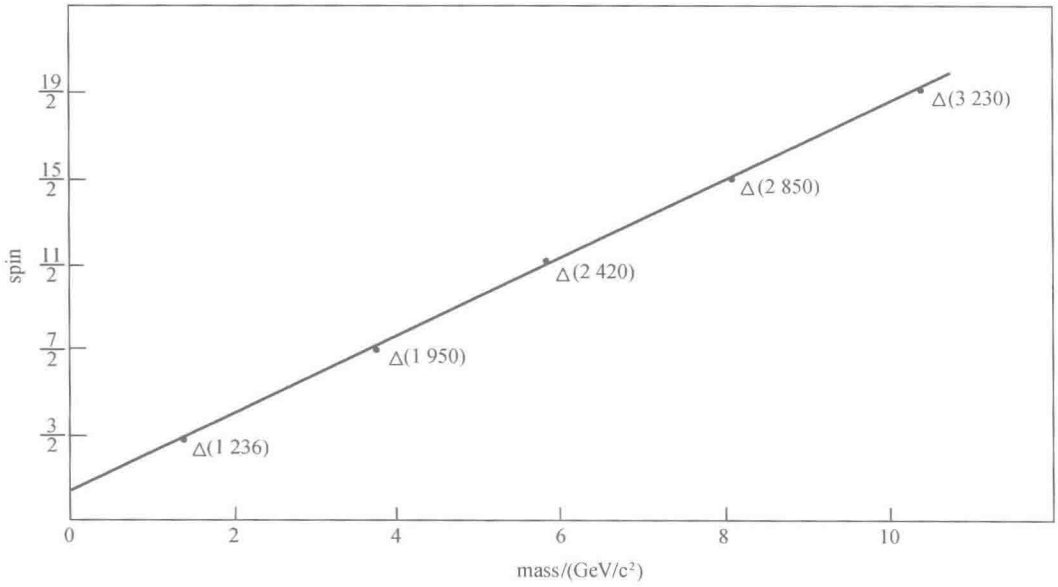


图 9－1　自旋为 $I=3/2$ 的 $\Delta(1\,236)$ 核子以及它的激发态，它们的质量的平方与自旋量子数之间的关系

上述重子没有奇异量子数，即 $S=0$。另一类重子有奇异量子数，$S=-1$，称为 Λ 与 Σ 超子；$S=-2$，称为 Ξ 超子；$S=-3$，称为 Ω 超子。准稳定重子的衰变模式如图 9－2 所示。后来知道，核子、Δ、N 等是由 u、d 两种夸克组成的；超子的组成中还有 S 夸克。J/ψ 粒子发现后，还知道有 C 夸克。含 C 夸克的超子，按量子色动力（QCD）预计，对于 C = +1 的低优粲重子态有：$\Lambda_C(2\,260)\,\frac{1}{2}^+$，$\Sigma_C(2\,440)\,\frac{1}{2}^+$，$\Sigma_C(2\,510)\,\frac{3}{2}^+$，$\Lambda_C(2\,510)\,\frac{1}{2}^-$，$\Lambda_C(2\,590)\,\frac{3}{2}^-$，已发现了 $\Lambda_C^+(2\,282)$，$\Sigma_C(\sim 2\,500)$。

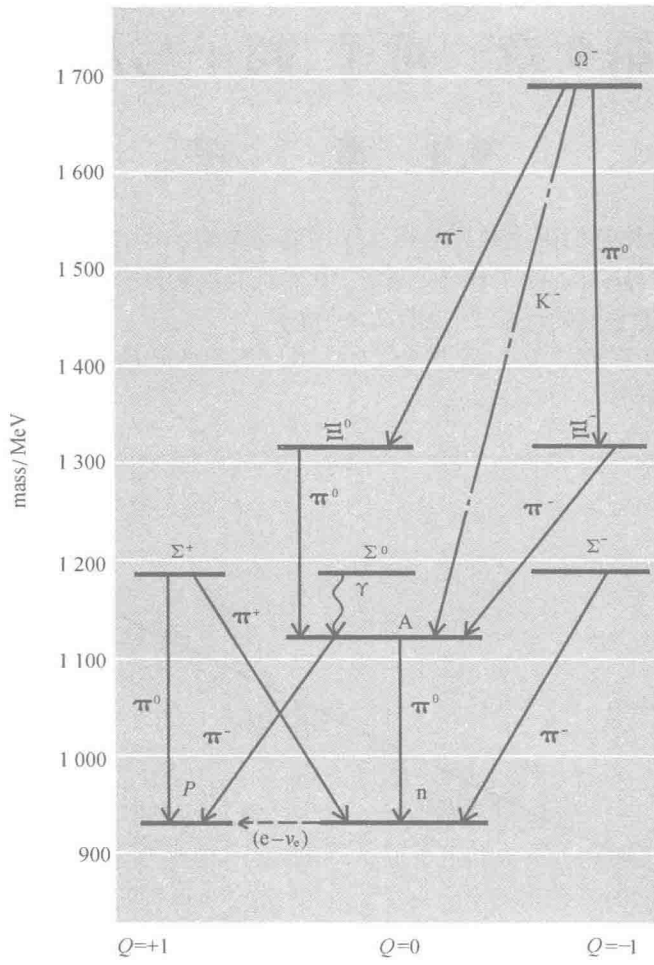


图 9-2 准稳定重子的衰变模式

9.2 重子、反重子及其发现

20 世纪 50 年代初,在宇宙线研究中用云室与乳胶先后发现有 V 形及双叉形径迹,当时称为“V 粒子”。后来逐步弄清楚,其中有一些是 K 介子衰变而形成的,有一些是比质子更重的超子衰变形成的。

图 9-3 是核乳胶中的 V 粒子,通过颗粒密度等的测量确定为质子与介子,后来确定是由 Λ^0 超子衰变的。

图 9-4 是 Σ^+ 衰变的第一张照片,用核乳胶发现了 Σ^+ 粒子(超子)的衰变,并且定出母核的质量为 $2\,500m_e$,带电超子在飞行中衰变的示意图如图 9-5 所示。

图 9-6 是 Σ^- 超子引起的核反应的两个事例。(a)和(b)两个粒子都来自“星”,并且都停止在乳胶中。(a)是质量为电子质量 2 250 倍的粒子,到 D 点产生极短的 s 径迹与一个

质子(t),所以是核反应。(b)粒子质量是电子质量的 2 440 倍。从 E 点发出次级粒子可能是能量远大于 50 MeV 的质子,这只能是核反应,而不是超子的衰变。若是超子衰变成质子和 π^0,其质量将是 2 900m_e而不是 2 440m_e。

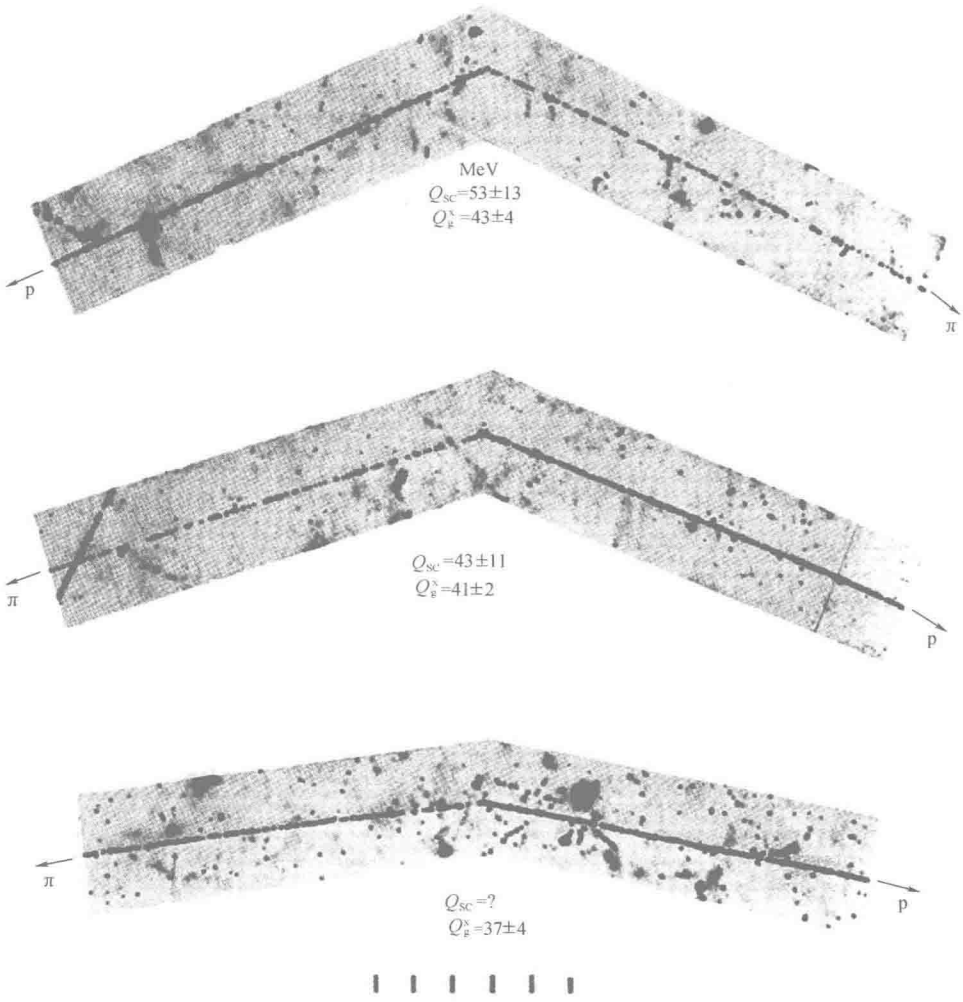


图 9-3　"V"粒子(Λ^0衰变成 p 和 π)

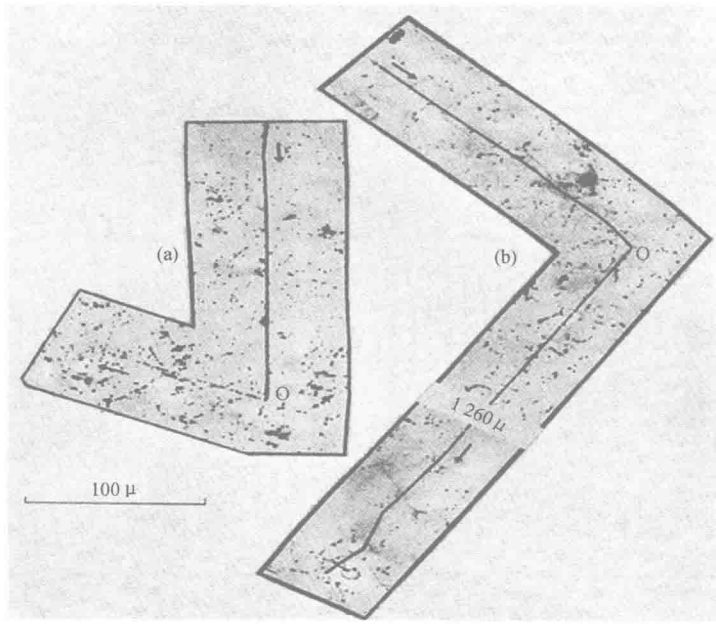


图 9－4　Σ^+ 衰变的第一张照片

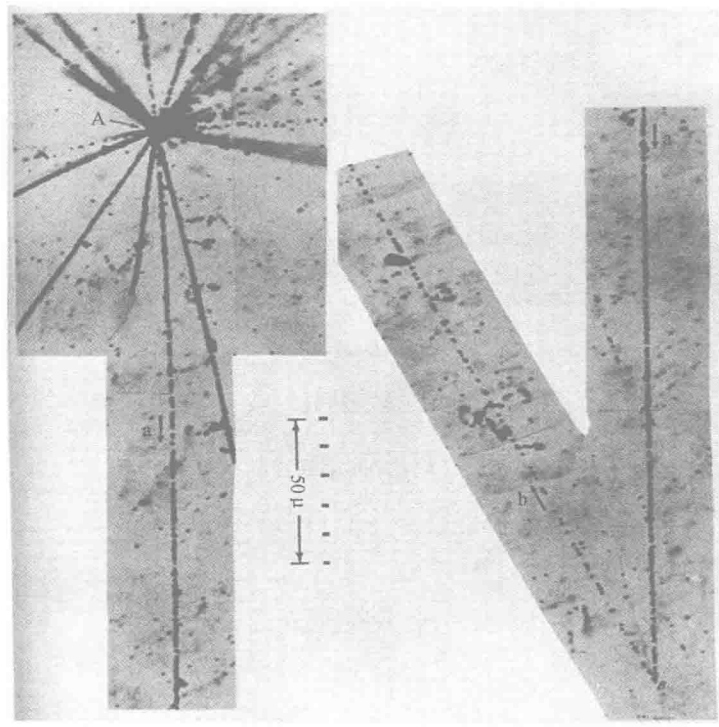


图 9－5　带电超子在飞行中衰变

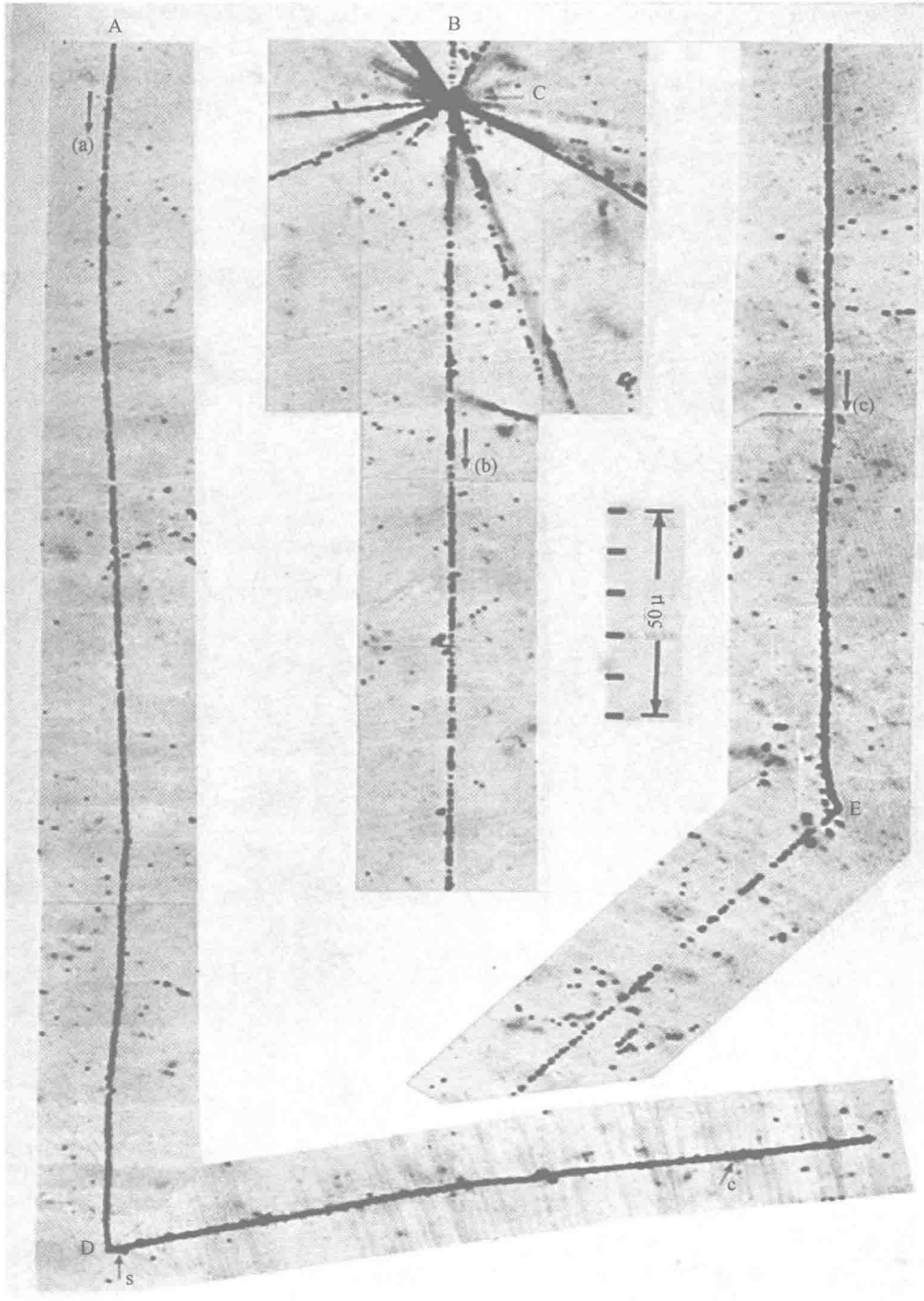


图9－6　Σ^-超子引起的核反应

图 9 - 7 是加速器产生的反质子湮灭的第一张照片。1955 年,E. G. Segre与O. Chamberlain 用美国伯克利的质子同步稳相加速器产生的 6.2 GeV 的质子轰击铜靶,从出射束中检测到反质子。反质子带负电,先用磁场将其与其他带电的粒子分开,再用磁谱仪与切伦科夫计数器来测定其动量和动能,最后再用核乳胶记录下低能反质子与核作用产生的"星"。

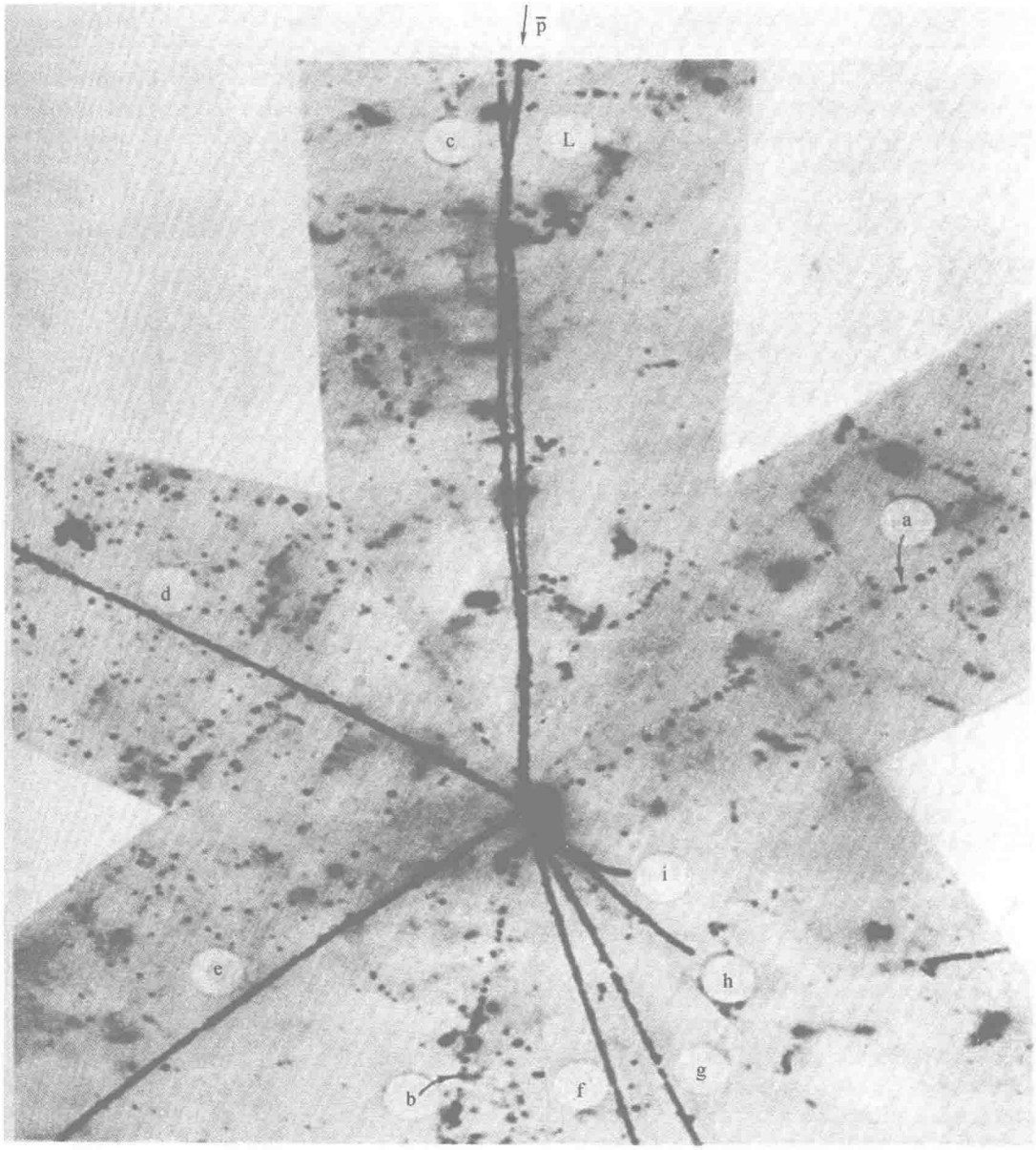


图 9 - 7　加速器产生的反质子湮灭的第一张照片

1957 年,B. Cork 用反质子轰击质子,在湮没过程中产生了中子与反中子(用计数管方法)。1958 年,D. J. Prowse 与 M. Baldo Ceolin 在乳胶中发现了$\overline{\Lambda^0}$,L. W. Alvarez 用气泡室发现了反 Σ 超子。1960 年,王淦昌、王祝翔、丁大钊等在苏联杜布纳联合研究所用气泡室发现了$\overline{\Sigma^-}$反超子。

9.3 超　　核

1953 年，丹尼兹(Danysz)和普纽斯基(Pniewski)从宇宙线的一个高能核星中用核乳胶发现了一个碎片(如图 9 - 8)，他们解释是一个中子被一个 Λ^0 取代了的原子核，后来人们发现了许多类似的碎片，也就是现在的超核。当时人们采用了超碎片、超核等名称和 ${}^4_\Lambda\mathrm{He}$ 等符号。${}^4_\Lambda\mathrm{He}$ 表示 He 核中一个中子被 Λ 取代。超核是由于奇异粒子(超子)被原子核俘获而形成的。还会有很稀有的情况，即两个中子被两个 Λ 取代(双 Λ 超核)。超核是不稳定的，它们衰变时放出核子和一个 π 或者只放出核子。

超核的平均寿命尚待准确测量。对于 ${}^4_\Lambda\mathrm{H}$，有一测量给出 $(1.2 \pm 0.6) \times 10^{-10}$ s，和自由 Λ^0 的平均寿命差不多，对其他超核也有相同的量级，超核 ${}^3_\Lambda\mathrm{H}$ 的衰变如图 9 - 9 所示，超核 ${}^4_\Lambda\mathrm{He}$ 在飞行中衰变如图 9 - 10 所示。

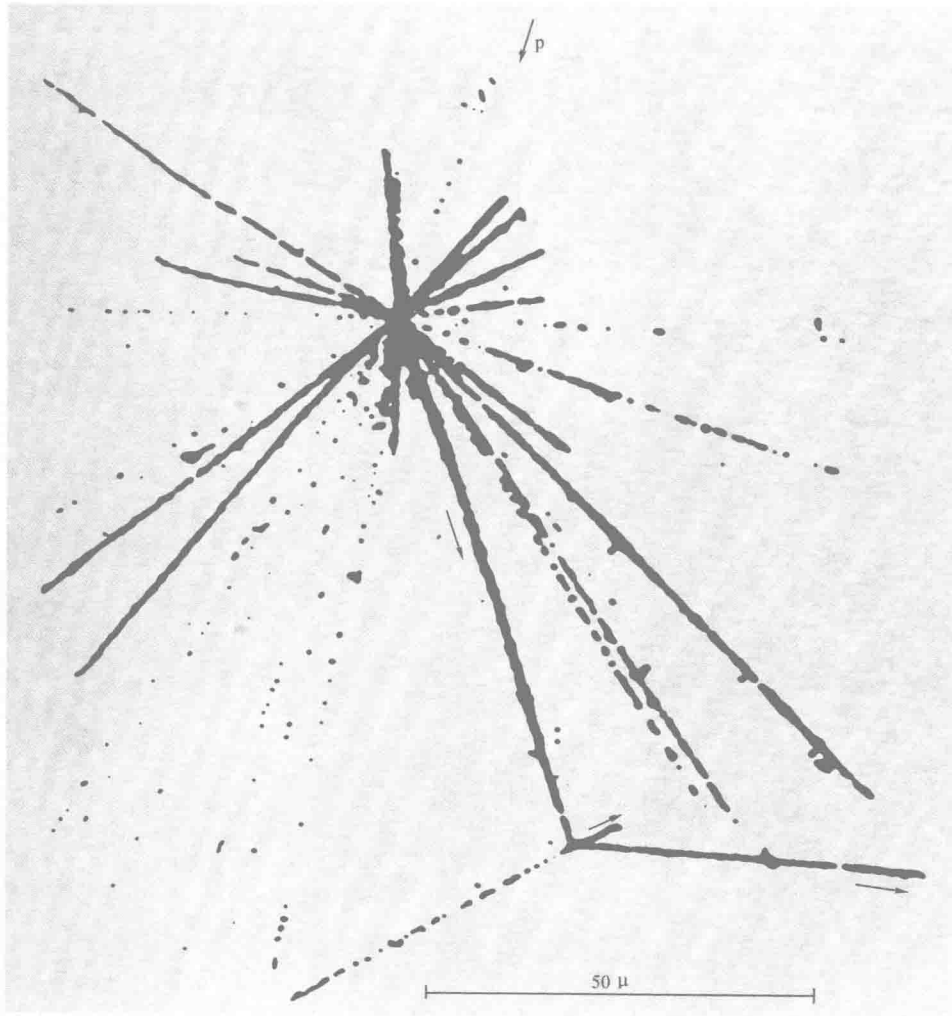


图 9 - 8　1953 年丹尼兹和普纽斯基在宇宙线研究中用核乳胶发现超核

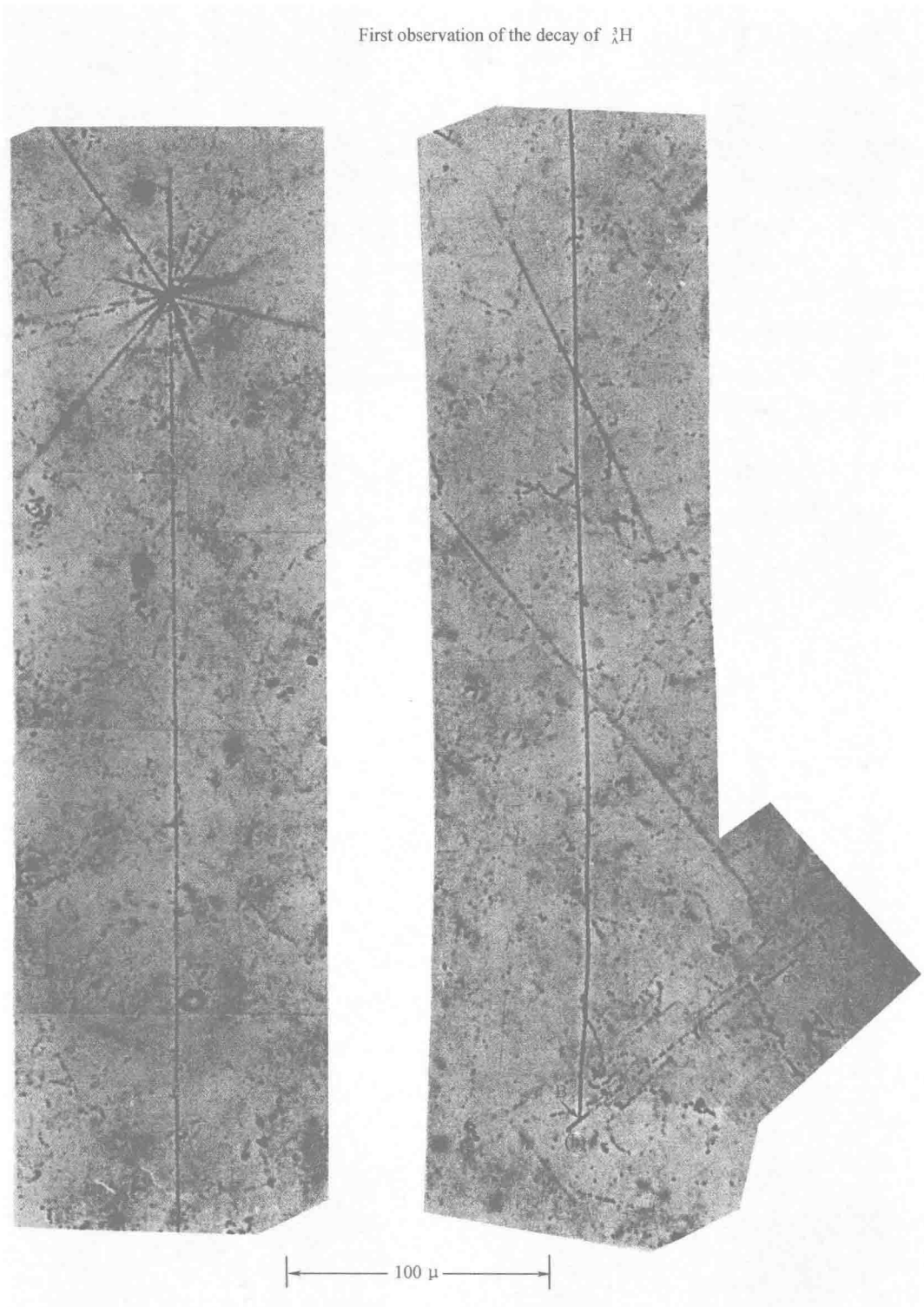


图 9 –9　超核${}^{3}_{\Lambda}H$的衰变

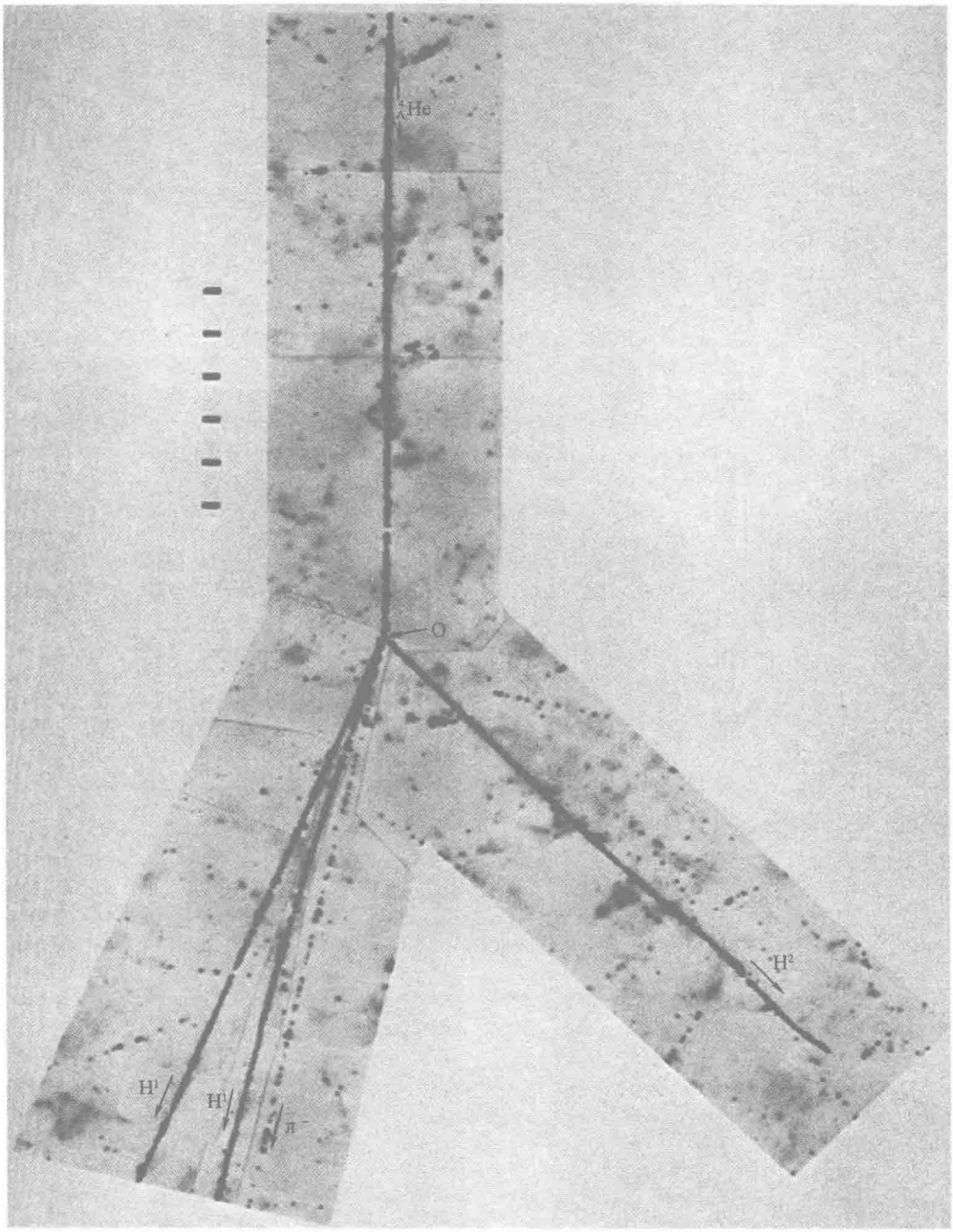


图 9－10　超核$^4_\Lambda$He 在飞行中衰变

图 9－11 是$^4_\Lambda$He 衰变时发射 π^0介子。K^-介子运动到 O 点被核吸收，生成超核 F。超核 F 运动到 P 点静止衰变并发射出 π^0介子，π^0介子很快又衰变成 e^+和 e^-。其衰变式如下：$^4_\Lambda\mathrm{He}\rightarrow{}^4\mathrm{He}+\pi^0$，$Q=61.1$ MeV，反冲 α 粒子的射程为 9 μ。

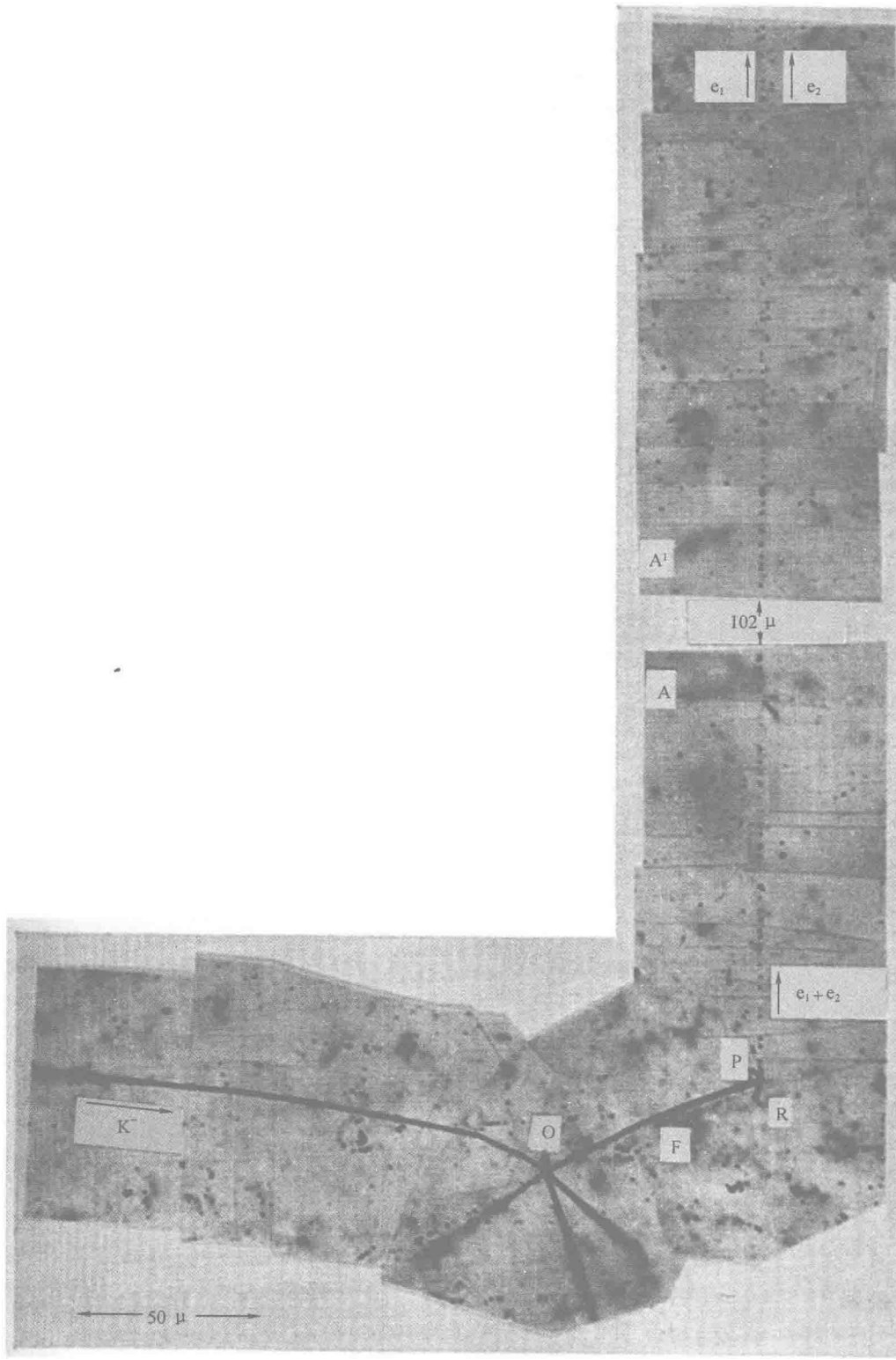


图 9－11　超核衰变时发射 π^0 介子

第10章 轻 子

10.1 轻子家族

轻子是自旋为1/2的费米子,其主要特点是不参与强相互作用。轻子分为带电和不带电两大类,它们的电荷为 $\pm e$ 或0。

带电轻子按其质量从小到大的次序见表10-1所示:

表10-1 带电轻子的质量与寿命

	电子(e^-)	μ子(μ^-)	重轻子(τ^-)
质量/MeV	0.511	105.7	1776.9
发现年代	1897年	1936年	1974—1975年
寿命/s	稳定	2.2×10^{-6}	$(3.4\pm0.5)\times10^{-13}$

不带电的轻子与带电的轻子成对产生,不带电的轻子叫中微子(Neutrino),中微子不参与电磁作用。分别与电子、μ^-、τ^-成对产生的是反中微子,依次为电子反中微子($\bar{\nu}_e$)、μ反中微子($\bar{\nu}_\mu$)、τ反中微子($\bar{\nu}_\tau$)。它们的反粒子分别为 e^+、μ^+、τ^+ 和 ν_e、ν_μ、ν_τ,并且互相伴生。由于最早发现的轻子,如 $e^\pm$、$\mu^\pm$ 其质量很轻,故取名"轻子"。但是,在1975年先后在美国SLAC和德国DESY发现的重轻子 $\tau^\pm$,其质量为1 776.9 MeV,它们比质子的质量还重。

为了揭示轻子成对产生的现象,引进了一个量子数——轻子数 L(Lepton Number)。轻子的轻子数 $L=+1$,反轻子的轻子数 $L=-1$,其他粒子的轻子数 $L=0$,即满足轻子数守恒这一经验规律。

例如:β^- 衰变 $A\rightarrow B+e^-+\bar{\nu}_e$　　电子俘获 $A+e^-\rightarrow B+\nu_e$

轻子数 $0=0+1+(-1)$　　轻子数 $0+1=0+1$

双β衰变 $A\rightarrow B+e^-+\bar{\nu}_e+e^-+\bar{\nu}_e$

轻子数 $0=0+1+(-1)+1+(-1)$

轻子可以分为三代,即

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}\quad\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}\quad\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}$$

轻子的每一代定义一个轻子数 L_e、L_μ 和 L_τ。迄今为止,实验都符合电轻子数、μ轻子数 L_μ 与τ轻子数 L_τ 分别守恒。轻子的产生和衰变都符合上述轻子数守恒律。各种粒子的轻子数规律见表10-2所示。

表 10－2 轻子的轻子数和螺旋度

	e^-	e^+	μ^-	μ^+	τ^-	τ^+	ν_e	$\bar{\nu}_e$	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$
轻子数	1	−1	1	−1	1	−1	1	−1	1	−1	1	−1
螺旋度*	−β	+β	−β	+β	−β	+β	−1	+1	−1	+1	−1	+1
L_e	1	−1	0	0	0	0	1	−1	0	0	0	0
L_μ	0	0	1	−1	0	0	0	0	1	−1	0	0
L_τ	0	0	0	0	1	−1	0	0	0	0	1	−1

* $\beta = v/c$

轻子数守恒只是一个经验规律，还没有坚实的理论基础，有可能被以后的实验突破。迄今为止，实验都符合电轻子数、μ 轻子数 L_μ 和 τ 轻子数 L_τ 分别守恒。理论预计，如果中微子与反中微子有同一性（不是完全相同，而是其波函数有重叠的成分），则双 β 衰变过程中第一个反中微子可以被吸收，核吸收后再发出一个电子，即形成零 ν 双 β 衰变。

2ν2β 衰变的单电子能谱和双电子能谱都是连续谱，容易被实验本底掩盖。0νββ 衰变的单电子能谱是连续谱，双电子能量和却是一个常数，即能谱上的一个单能谱，容易与本底分开。但是，由于其半衰期很长（$\geqslant 10^{23}$ a），计数太少，迄今尚未发现，目前世界上有十多个实验室正在围攻这一目标。

10.2 轻子的螺旋度（或螺旋性）

粒子的自旋方向与其运动方向的关系可用螺旋度表示。自旋方向和运动方向平行称为右旋，螺旋度为 +1；自旋方向和运动方向反平行称为左旋，螺旋度为 −1。轻子的螺旋度见表 10－2 所示。

中微子具有两种螺旋度。H = +1 的中微子，自旋和运动方向相同，属于右旋粒子，这种中微子称为反中微子，用符号 $\bar{\nu}$ 表示；H = −1 的中微子，自旋和运动方向相反，属于左旋粒子，这种中微子称为中微子，用符号 ν 表示。$\bar{\nu}$ 和 ν 互为反粒子。

迄今为止，只发现左旋中微子和右旋的反中微子，未发现右旋的中微子和左旋的反中微子，即中微子是左右不对称的，这也与宇称守恒有关。

电子、μ 子、τ 子的螺旋度是（−β），既有左旋也有右旋，程度取决于其速度。接近光速时，电子、μ 子、τ 子的螺旋度的 H→−1，反粒子的 H→+1。

10.3 中微子质量

李政道、杨振宁发现宇称不守恒后，即提出了中微子的二分量理论：中微子质量为零，中微子是左旋的，反中微子是右旋的。如果中微子质量不为零，中微子也有右旋的，反中微子也有左旋的。

20 世纪 80 年代初，天体物理中有两大问题暗示中微子可能有质量：一是暗物质之谜。从星云很大的转动惯量中得知，现在观察到的物质（发射可见光与电磁波）的质量只占 10%

左右,还有90%左右的暗物质还不知道是什么东西。宇宙大爆炸产生大量中微子,其总量与光子数接近。光子后来就成为背景电磁辐射,中微子也成为背景中微子。如果中微子有大于10 eV的质量,它就成为暗物质的主要候选者,就可以解释为什么有这么多的暗物质。二是太阳中微子失踪之谜。20世纪60年代,发现从太阳发射到地球上的中微子只有理论值的1/3,这就是著名的太阳中微子丢失之谜。这有三个可能的原因:

(1)太阳的标准模型不准确,高估了太阳核心中的某些重要的核反应;

(2)轻核反应截面不准确,太阳的核心可能不稳定,我们目前可能正处于太阳的"安静"期,即核反应相对不活跃的时期;

(3)中微子可能会振荡,即ν_e在从太阳到地球的8 min内可能有一部分振荡成ν_μ或ν_τ,因而地球上的ν_e的量就比理论计算值少。中微子振荡是费米小组成员彭捷科洛夫提出的,即实验观察到的中微子ν_e、ν_μ、ν_τ是由两种本征中微子ν_1与ν_2按不同的比例组成,因此可以相互转化(随着距离的推移,ν_1与ν_2的波函数的相对相位有变化)。

当时,苏联理论与实验物理研究所的柳比莫夫小组,经过10年的氚β衰变电子能谱测量后得出结论,认为中微子的质量为34.4 eV($m_{\bar{\nu}_e}\sim 34$ eV)。考虑到误差之后,中微子的质量$m_{\bar{\nu}_e}>14$ eV。经过将近10年的测量,各实验室都否定了柳比莫夫的结果,最佳结果是$m_{\bar{\nu}_e}<4$ eV,不能排除质量为零。这一结果已否定了中微子是暗物质的主要候选者,暗物质仍是个谜。

1987年,超新星爆发(该超新星定名为1987A)是南半球的天文台首先发现的。消息一发布,日、美、俄的几个实验室检查当时为研究其他问题而建立的装置的数据记录磁带(原来是为研究质子衰变等而建立的),发现了磁带上留有1987A中微子到达的记录。其中以日本小柴昌俊为首的研究组的"神岗"探测系统记录的数据最多(20多个中微子)。假定超新星爆发是瞬发过程,从这些数据中可以看出能量较高的中微子比能量较低的中微子先到达地球的趋势,即中微子的速度不都是光速,也就是中微子有质量,但由于数据太少,不能定论,尚待以后再一次超新星爆发。

20世纪90年代到21世纪初,双β衰变的实验也蓬勃展开。得到关于中微子质量的结论是:如果中微子是Dirac中微子(中微子与反中微子完全不同),双β衰变与中微子是否有质量无关。如果中微子是Majorana中微子(中微子与反中微子相同),现有双β衰变实验结果与中微子质量有关,可得电中微子质量小于0.5 eV。

21世纪初,中微子振荡实验取得突破,大多数物理学家已接受了这些实验结果。中微子振荡实验,得不到中微子质量的具体数值,但也可以肯定中微子有质量。这样,中微子的二分量理论也将被修改,中微子质量不等于零的各种效应也将陆续被发现。

10.4 轻子的产生与衰变

以下内容以μ子为例。μ子是于1936年首先被安德孙、耐特迈耶等在宇宙线中发现的。μ子的电荷在数量上与电子的电荷相等。

μ子通常在π介子的下列衰变中产生。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{10-1}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{10-2}$$

也可出现在其他衰变的分支中,如:

$$\Sigma^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} + n \tag{10-3}$$

$$\Lambda \rightarrow \mu^{-} + \overline{\nu_{\mu}} + p \tag{10-4}$$

$$K \rightarrow \mu + \nu_{\mu} \tag{10-5}$$

μ 子也可通过光成对产生，这种过程的截面类似于产生电子对的截面。只是公式中用 μ 子的质量代替电子的质量。

自由 μ 子衰变成电子和中性粒子，所得电子能谱是连续的，因此需要一个以上看不见的中性伙伴以保证能量动量守恒。谱的形状与根据下列反应预言的结果相符合。

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \upsilon_{\mu} + \overline{\nu_{e}} \tag{10-6}$$

μ 子衰变反应是一弱相互作用过程，与 β 衰变完全类似。衰变出的电子的最大动量由下式给出：

$$m_{\mu}c^2 = (P_e^2c^2 + m_e^2c^4)^{\frac{1}{2}} + P_ec$$

其值为 52.827 MeV/c，衰变出来的电子的连续能谱的形式如图 10-1。

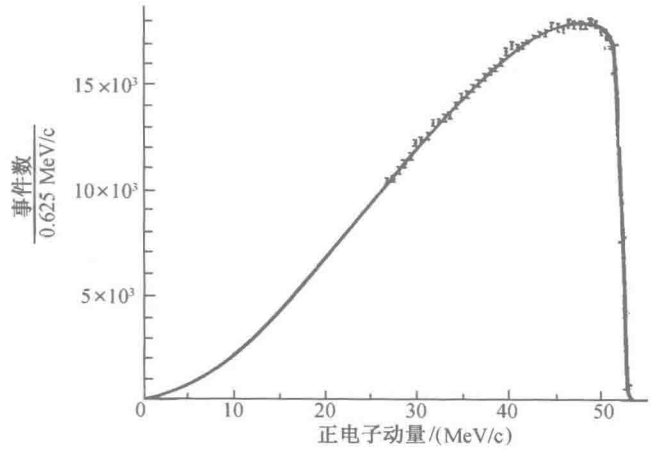


图 10-1 μ^+ 衰变电子谱

μ 子也可以通过中微子与核作用而产生：

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p \tag{10-7}$$

$$\overline{\nu_{\mu}} + p \rightarrow \mu^{+} + n \tag{10-8}$$

β 衰变的逆反应为

$$\nu_{e} + n \rightarrow e^{-} + p \tag{10-9}$$

$$\overline{\nu_{e}} + p \rightarrow e^{+} + n \tag{10-10}$$

在上述产生 μ 子的反应中没有看到电子，这表明 ν_e 与 ν_μ 是两种不同的中微子。

下列反应与衰变是禁戒的：

$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + e^{+} + e^{-}$　　分支比 $< 6 \times 10^{-9}$

$\mu^{+} + e^{-} \rightarrow 2\gamma$　　分支比 $< 5 \times 10^{-6}$

$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma$　　分支比 $< 2 \times 10^{-8}$

$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + 2\gamma$　　分支比 $< 4 \times 10^{-6}$

这也说明,电子轻子数与 μ 子轻子数分别守恒。

$\pi \to \mu \to e$ 衰变中的动量和螺旋性如图 10-2 所示。

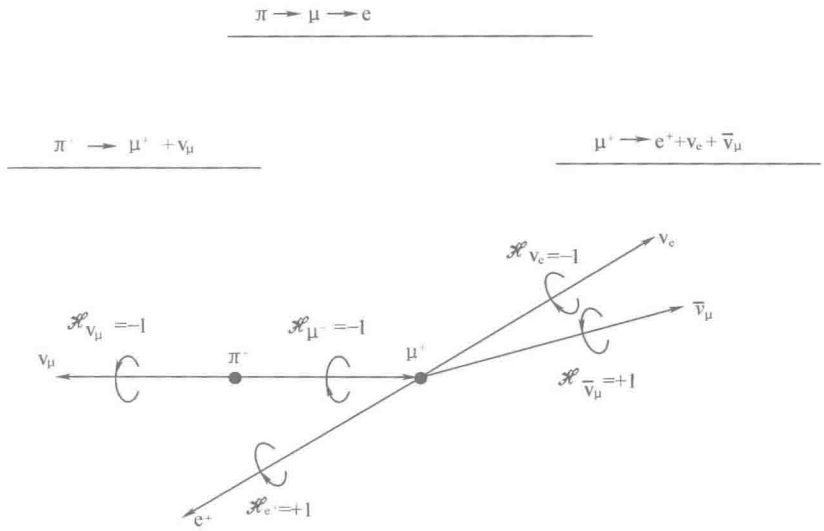


图 10-2 $\pi \to \mu \to e$ 衰变中的动量和螺旋性的图示

10.5 μ子俘获

负 μ 子被物质停止后,可以自由衰变,但也可能与物质的原子核发生作用被俘获而消失(由于电离损失,使负 μ 子很快失去它的速度,并且当它们接近核时,它被俘获在核的一个轨道上。这些轨道类似于原子的电子轨道,唯一差别是 μ 子的轨道半径比电子轨道半径小 200 倍,这样的系统叫 μ 子原子。在很轻的元素中,它们的寿命与正 μ 子的平均寿命差不多。1947 年,康弗斯(Conversi)、普契尼(Pancini)和皮西尼奥(Piccioni)发现了这个重要事实,说明它们与原子核只有很弱的作用,没有强相互作用,因而不是汤川秀树所预言的介子。

当负 μ 子在 Z 已知的物质中停止时,其平均寿命为

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_\mu} + \frac{1}{\tau_c} \tag{10-11}$$

第一项对应于自由衰变,第二项对应于与介质中原子核作用而消失的过程。当 $Z = 11$ 时,两项差不多相等。

10.6 正电子素与 μ 子素(Muonium)(Mu)

偶素是粒子与反粒子形成的束缚态。当一个正电子和一个电子碰撞时,有可能在发生湮没之前暂时形成一个由正电子和负电子组成的中性束缚体系(e^+e^-),即称为正电子素,以 Ps 表示,1951 年由马丁·道希发现。迄今为止,只观察到主量子数 $n = 1$ 的基态。有两种正电子素,一种为伯正电子素,记作 o-Ps,e^+ 与 e^- 自旋平行(占 75%),伯正电子素在真

空中的湮没寿命为 1.4×10^{-7}s(三重态),湮没时产生三个光子;另一种是仲正电子素,p-Ps,e^+与e^-自旋反平行(占25%),而仲正电子素在真空中的湮没寿命为 1.25×10^{-10}s(单态),湮没时产生两个光子。

当正μ子与其中运动的介质原子发生碰撞时,可以俘获一个电子,并形成一个束缚系统,即由正μ子与电子组成的系统称为μ子素(Mu),其寿命为2.2 μs,像正电子素一样,μ子素也是一个类氢原子,其中正μ子相当于质子。即

$$\mu^+\rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu}$$

$$\mu^+ + X\rightarrow Mu + X^+$$

高能加速器产生的μ^+束是极化的,Mu中μ^+保持了其极化度。μ^+衰变的e^+主要顺着μ子的自旋方向,μ子素的极化可以由衰变正电子的空间分布测量定出。Mu是1960年由美国休斯(V. W. Hughes)发现的,后来又发现了由正电子e^+围绕μ^-旋转的反μ子素。

10.7 μ 原 子

由一个核和被它的库仑场俘获的一个μ子所构成的系统,称为μ原子。即原子中的电子被μ子代替形成的原子,这是张文裕首先发现的。

由于μ子远重于电子,故其轨道半径极小,可以在原子核的内部,因而天然是核结构的探针。

μ原子发出的X射线谱是研究核结构的有力武器。

第 11 章　当代粒子观

11.1　夸克模型

迄今为止，还没有发现有内部结构的组成物质世界的基元，叫作粒子（Particle）。

任何粒子都有其反粒子（对于一些粒子，反粒子可以是粒子本身，例如光子），粒子与反粒子除了一个特征量（量子数）相反以外，其余特征量都相同。

粒子分为两大类，即规范玻色子（Gauge Boson，自旋为整数）与基本费米子（Fermion，自旋为半整数）。

规范玻色子是传递基本相互作用的粒子。基本费米子是构成世界的基本材料。基本费米子之间靠交换规范玻色子来传递基本相互作用。4 种基本相互作用的规范玻色子如表 11 - 1 所示。

表 11 - 1　4 种基本相互作用的规范玻色子

基本相互作用	粒子	自旋宇称	质量	电荷
引力相互作用	引力子 Graviton	2^+	0	0
电磁相互作用	光子 Photon	1^-	0	0
弱相互作用	中间玻色子 W^+、W^- Z^0	1^-	80.4 GeV/c^2 91.2 GeV/c^2	±1 0
强相互作用	胶子 Gluon	1^-	0	0

图 11 - 1 中给出了各粒子的质量、电荷、自旋与名称。费米子分轻子（Lepton）与夸克（Quark）两大类。轻子不参与强相互作用，只有电磁与弱作用。轻子分带电的（e，μ，τ）与中性的（υ_e，υ_μ，υ_τ），组成分 3 代，即$\begin{pmatrix}\upsilon_e\\ e\end{pmatrix}$，$\begin{pmatrix}\upsilon_\mu\\ \mu\end{pmatrix}$，$\begin{pmatrix}\upsilon_\tau\\ \tau\end{pmatrix}$。在一次衰变或反应中，同一代的总是协同产生。带负电的是正轻子，即 e^-，μ^-，τ^-，协同产生的分别是其反中微子 $\bar{\upsilon}_e$，$\bar{\upsilon}_\mu$，$\bar{\upsilon}_\tau$。与带正电的反轻子 e^+，μ^+，τ^+ 协同产生的分别是正中微子 υ_e，υ_μ，υ_τ。总之，要保持轻子数守恒。轻子的轻子数 L（Lepton number）为 1，反轻子的 $L=-1$。而且，各代还有其轻子数：电轻子数 L_e，μ 轻子数 L_μ，τ 轻子数 L_τ 都分别守恒。

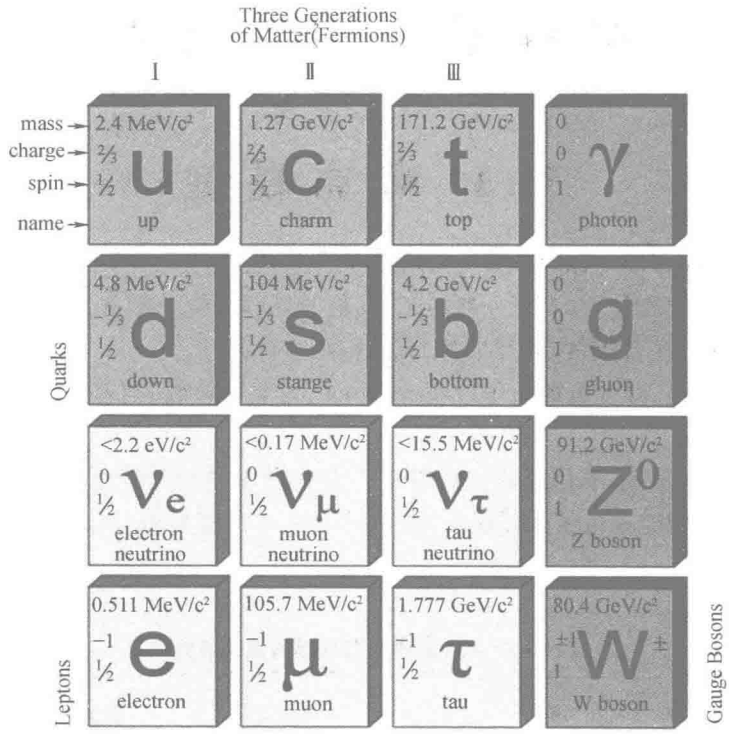


图 11-1 三代夸克、三代轻子与交换电磁及强、弱作用的玻色子图

夸克也分三代:$\begin{pmatrix}u\\d\end{pmatrix},\begin{pmatrix}c\\s\end{pmatrix},\begin{pmatrix}t\\b\end{pmatrix}$。三个夸克组成一个重子(Baryon)。上夸克(Up Quark)与下夸克(Down Quark)是组成日常世界万物的基石。质子是 uud,中子是 udd。反质子是 $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$,反中子是 $\bar{u}\bar{d}\bar{d}$。核子共振态 Δ,N 等也由此组成。Δ^- 是(ddd),Δ^0 是(uud),Δ^+ 是(udd),Δ^{++} 是(uuu)。

第二代 c 夸克(Charm Quark)与奇异夸克(Strange Quark)参与到物质组成中,就形成了一些奇异粒子,如 Σ 超子,Σ^- 是 dds,Σ^+ 是 uus,Σ^0 是 uds。Λ^0 也是 uds,Λ^0 的自旋是 1/2,Σ^0 的自旋是 3/2。在夸克模型问世的时候,还没有发现与 c 夸克有关的任何现象。当时曾以为 u,d,s 三种夸克已可解释万物,特别是预言并发现了 Ω^- 粒子(由 sss 组成)以后。如图 11-2 所示,Q 是奇异数,Ξ^- 是 ssd,Ξ^0 是 ssu。当时 Δ,Σ,Ξ 已发现,只差一个 sss 的粒子。不久,发现 Ω^-,夸克模型取得很大成功。

1974 年,丁肇中等发现 J/ψ 粒子,又打开了一个全新的世界。人们在认识 c 夸克后,很快又认识了更重的第三代夸克:顶夸克与底夸克。

强子除重子外,还有各种介子。介子是由夸克与反夸克对组成的,如图 11-3 所示。π^+ 是 $u\bar{d}$,π^- 是 $\bar{u}d$,π^0(是 $u\bar{u}-d\bar{d}$)$/\sqrt{2}$,η 是($u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}$)$/\sqrt{6}$,η′是($u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}$)$/\sqrt{3}$,$K^+$ 是 $u\bar{s}$,K^- 是 $\bar{u}s$,K^0 是 $d\bar{s}$,$\bar{K}_0$ 是 $\bar{d}s$。

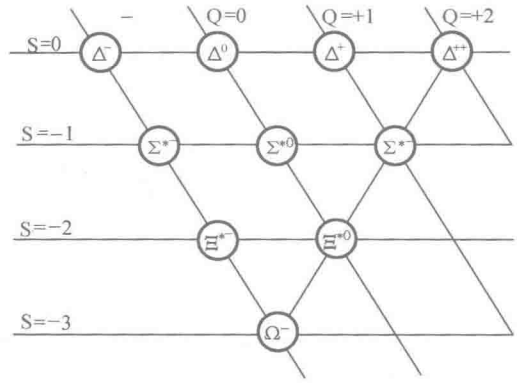


图 11－2　自旋 $3/2^+$ 重子构成十重态

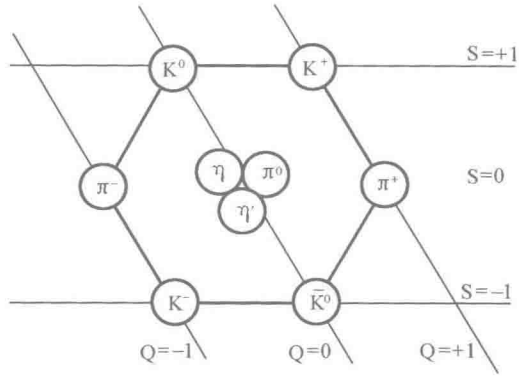


图 11－3　介子八重态

11.2　粒子物理的标准模型

夸克模型加上弱－电相互作用统一理论，统称为粒子物理的标准模型，其可以解释粒子物理的绝大多数现象。最近，Higgs 粒子的发现，是对标准模型的圆满证明。Higgs 理论的提出者因此荣获 2013 年诺贝尔奖。缺点是：标准模型预言中微子质量为零，但实验测得中微子振荡现象又说明其质量不为零，因此理论尚需修正。

天体物理发现宇宙中有发光（包括电磁波）的物质，即由标准模型的粒子组成的物质只占一小部分，更多的是暗物质与暗能量。它们是什么？由此可见，人类对自然界的认识任重道远。

第12章　宇宙演化

12.1　宇宙大爆炸学说

核与粒子物理研究的是微观世界的结构和运动规律。宇宙学研究的是最巨大的宏观世界，也称宇观世界的结构和运动演化规律。由于物质是由粒子组成的，因此核与粒子物理研究和宇宙学研究又是相通的。两者的结合就产生了核天体物理学与粒子天体物理学，或称高能天体物理学，其重要内容之一就是宇宙演化。

1922年，河外星系发现者之一，俄国物理学家弗里德曼（A. A. Friedmann，1888—1925）提出宇宙在膨胀的假设。他认为，存在一个临界密度值ρ_c，如果宇宙物质的平均密度$\rho<\rho_c$时，宇宙是开放的，宇宙会一直膨胀下去。如果$\rho=\rho_c$，宇宙空间就是平坦的，宇宙还是会一直膨胀下去，但膨胀速率会逐渐减慢。如果$\rho>\rho_c$，宇宙就是封闭的，膨胀到一定程度后就会变成负膨胀，即收缩。按近期的计算，ρ_c约为$5\times10^{-30}\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}$。

1929年，美国天文学家哈勃（E. P. Hubble，1889—1953）发现，遥远星系发射的光谱都有多普勒红移，说明都在远去。远去的速度v与离我们地球的距离r成正比，即

$$v = Hr \tag{12-1}$$

这就是哈勃定律。H即哈勃常数，近期测量值是$(0.5\sim0.8)\times100\ \mathrm{km\cdot s^{-1}\cdot Mpc^{-1}}$，$1\ \mathrm{Mpc}\approx3.1\times10^{19}\ \mathrm{km}$。哈勃定律反映了宇宙在膨胀这一事实。

曾是弗里德曼学生的美籍俄裔物理学家伽莫夫于1946—1948年间提出了热爆炸宇宙模型：宇宙的历史是从一个体积极小，物质密度极高、温度极高的区域爆炸开始的。宇宙体积急速膨胀，温度迅速降低，就开始了丰富多彩的演化过程。限于当时的核与粒子物理的认识水平，伽莫夫设想当初只有电子、光子、质子、中子等基本粒子，后来温度降低到中子与质子可以结合成氘核，以后氘核再俘获质子成为氦-3，或氘俘获中子成氚，以后又产生氦-4，即α粒子，慢慢地就合成了从轻元素到重元素的一系列元素，进而形成了星球和星系。

12.2　观测证据

12.2.1　微波背景辐射的发现

1956年，伽莫夫预言了还应该有当初宇宙大爆炸残存下来的背景辐射弥漫于整个宇宙空间。他当时估计它们的温度大约是6 K。1965年，两位贝尔实验室的美国电子学科学家彭齐亚斯（A. A. Penzias，1933—）和威尔孙（R. W. Wilson，1936—）反复调试他们的微波接收器，但总有一个消不掉的微弱噪声，其与接收天线的方向无关，与太阳的关系也很小（夏天与冬天只差万分之几）。他们得出结论：此噪声来自宇宙深处。在得知大爆炸宇宙理论后，他们认为这就是残存的宇宙背景辐射，其相应的温度约为3 K。因微波背景辐射的发

现,彭齐亚斯和威尔孙荣获1978年诺贝尔物理奖。

近年来,由于天体物理观测卫星的研制与应用,研究更加深入。1989年,美国宇航局飞行高度达900 km的宇宙背景探测者COBE升空,它躲开了大气对观测的干扰,精确地证明了宇宙背景辐射频谱符合普朗克热平衡辐射(黑体辐射)公式,成为宇宙大爆炸当时是等温火球的有力依据,并精确地测出现在微波背景相应温度为2.735 K,波长峰位约2 mm。1992年,经大量数据计算后,得到微波背景温度的相对涨落(各向异性)为百万分之五(测量精度为百万分之一)。这样小的各向异性,如果宇宙只是由普通物质和暗物质(由螺旋星系转动早就确定其存在,只是至今不知它是什么东西)组成的,不可能解释宇宙会有今天这样的不均匀结构。有人提出是由于表现为排斥力的暗能量的存在,使膨胀加快。COBE实验的两位负责人,美国科学家马瑟(John C. Mather,1946—)和斯莫特(George F. Smoot,1945—)因精确测得微波背景辐射是黑体辐射和其各向异性而荣获2006年诺贝尔物理奖。

2001年另一个更高精度的微波各向异性探测器WMAP升空,经过7年观测数据的积累,证实了宇宙在加速膨胀。假设这是由于暗能量的存在导致,估计宇宙的组成为暗能量72.8%、暗物质22.7%、普通物质4.5%。我国高能物理所李惕碚等将其数据重新处理后得到的数据是暗能量68%、暗物质28%。

2009年5月4日,欧洲航天局的Planck卫星升空,在高空运行到2013年10月23日,获得了宇宙的大量数据与相片,其丰富物理结果还有待消化。其中微波背景辐射各向异性的数据给出暗能量68.3%、暗物质26.8%、普通物质4.9%,与李惕碚修正的WMAP数据正好符合。

12.2.2 超新星的研究

1998—1999年,几个美国实验室观测了一大批超新星的分布,得出了宇宙在加速膨胀的结论。因此,帕尔马特(S. Perlmutter,1959—)、施密特(B. Schmidt,1967—)和里斯(A. Riess,1969—)荣获2011年诺贝尔物理奖。

12.2.3 宇宙的氦-4等轻核丰度

不同元素有其特征光谱,由各星球的光谱可以知道其中各元素的组成。天文观察得知,宇宙中最多的元素是氢与氦,主要是^{1}H与^{4}He。其中^{4}He丰度(占宇宙普通物质的质量比)约1/4。其他^{2}H,^{3}H,^{3}He,^{6}Li,^{7}Li,^{9}Be乃至更重的核素都是微量的。这与大爆炸理论预计一致。大爆炸开始后1 s,宇宙温度降为10^{10} K。大量正负电子已湮没为光子,光子数目大大超过了具有静止质量的粒子数,其比例达10^{9}:1。4 s时,由于大量中子已衰变为质子,中子与质子数之比为1:7,中子与质子结合成氘核。3 min时,温度降为10^{8} K,氦等轻核开始形成。根据质子、中子数比与各种轻核反应截面可以计算得到各种轻核数目比。如图12-1所示,图中长方形框为测量值的分布范围,各线条从上到下依次为^{4}He,^{2}H,^{3}He与^{7}Li。曲线的宽度代表误差范围。

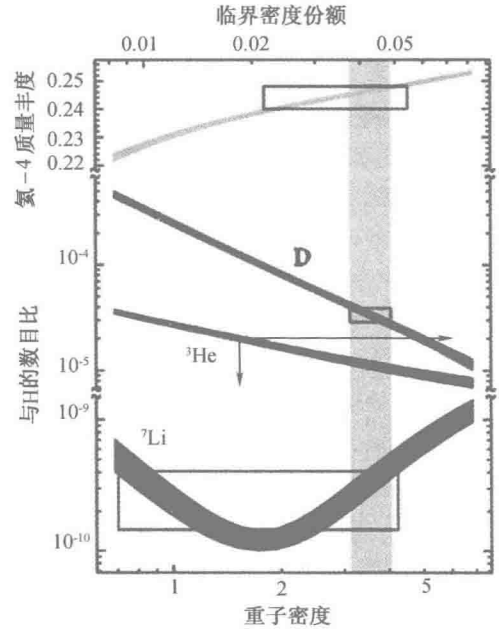


图 12-1 宇宙大爆炸初期轻核形成的数目比与氦-4 质量丰度

12.3 宇宙演化简史

宇宙大爆炸开始到约 $5.4\times10^{-44}\sim10^{-43}$ s 为普朗克时期,温度约为 10^{32} K ($\approx10^{19}$ GeV)。宇宙时空发生"超大统一相变",光子、轻子、夸克等基本粒子产生,引力作用首先分化出来,强、弱、电三种力尚统一不可分。

$10^{-43}\sim10^{-35}$ s 为大统一时期。温度降到 10^{28} K ($\approx10^{15}$ GeV)的临界温度,发生破坏大统一的真空相变,进入暴胀时期($10^{-35}\sim10^{-32}$ s)。先是宇宙的空间尺度随时间以指数规律急剧暴胀约 43 个量级,宇宙温度急降,处于高度过冷状态,然后由于相变过程中释放的巨大能量,温度迅速回升到临界温度附近,到 10^{-32} s,完成大统一相变,强力从统一的强、弱、电力中分化出来,轻子与夸克相互独立。

$10^{-32}\sim10^{-6}$ s 为夸克-轻子时期。起初,弱电两种力还不可分。10^{-12} s 时,宇宙温度降到 10^{16} K ($\approx$103 GeV),发生电弱统一相变,中间玻色子消失,电磁力与弱力成为两种力。

$10^{-6}\sim1$ s 为强子-轻子时期。10^{-6} s 时,温度降到 10^{12} K,夸克不能自由存在,只能禁闭在重子或介子这些强子中。

1 s $\sim2\times10^{15}$ a 为辐射与核合成时期。宇宙温度为 10^{10} K $\sim$4 000 K。能量最低的状态总是最稳定的,例如粒子中的中子比质子略重一点,自由中子就会衰变成质子、电子和反中微子,但中子与质子结合成氘核,就稳定了。但有个条件,温度不能太高,太高时光子又将氘分裂成中子与质子,氘再俘获一个中子与质子就成^{4}He。此时大约是大爆炸后 200 s。通过轻核聚变,一系列轻核就此产生。重元素主要以后在恒星内部形成。当温度进一步降低到

不会将原子分成电子与离子时，才能有稳定的原子。这时原来的等离子体就开始成为气体。

$2\times10^5\sim10^9$ a 为星系时期。随着宇宙继续膨胀，温度继续降低，气体物质由于引力作用聚集成团，形成原始星系，进而形成星系团，再从中分化出星系。引入暗物质概念后，由于暗物质的强大引力，可以假设是由于暗物质在空间形成网格，吸引星系物质向网格集中。

10^9 a 至今为恒星时期。大爆炸 50 亿年后，星系进一步凝聚为亿万颗恒星。恒星演化如图 12－2 所示。太阳系约起源于大爆炸后 100 亿年，即今天的 50 亿年前。图 12－2 中各星体除黑洞外都已被发现。

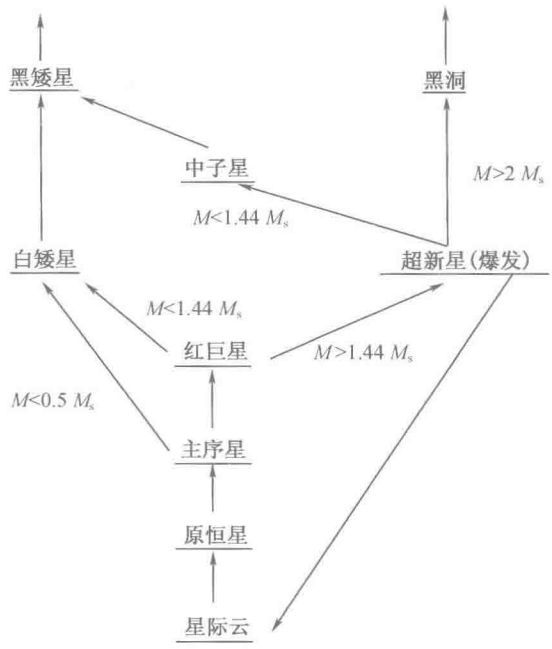


图 12－2　恒星演化示意图（M_s 为太阳质量）

参考文献

[1] 卢希庭. 原子核物理[M]. 修订版. 北京:原子能出版社,2000.

[2] 杨福家, 王炎森, 陆福全. 原子核物理[M]. 上海:复旦大学出版社,1993.

[3] 复旦大学、清华大学、北京大学合编. 原子核物理实验方法[M]. 北京:原子能出版社,1997.

[4] Sybil P P. Nuclear and Particle Physics Source Book[M]. New York:McGraw-Hill,1988.

[5] 薛格雷. 核与粒子[M]. 北京:科学出版社,1984.

[6] Powell C F ,Fowler P H,Perkins D H. The Study of Elementary Particles by the Photographic Method[M]. New York:Perergamon Press,1959.

[7] 黄祖洽. 现代物理前沿选讲[M]. 2 版. 北京:科学出版社,2013.



责任编辑 刘凯元
封面设计 语墨弘源

上架建议：核物理

ISBN 978-7-5661-0958-3



定价：45.00元