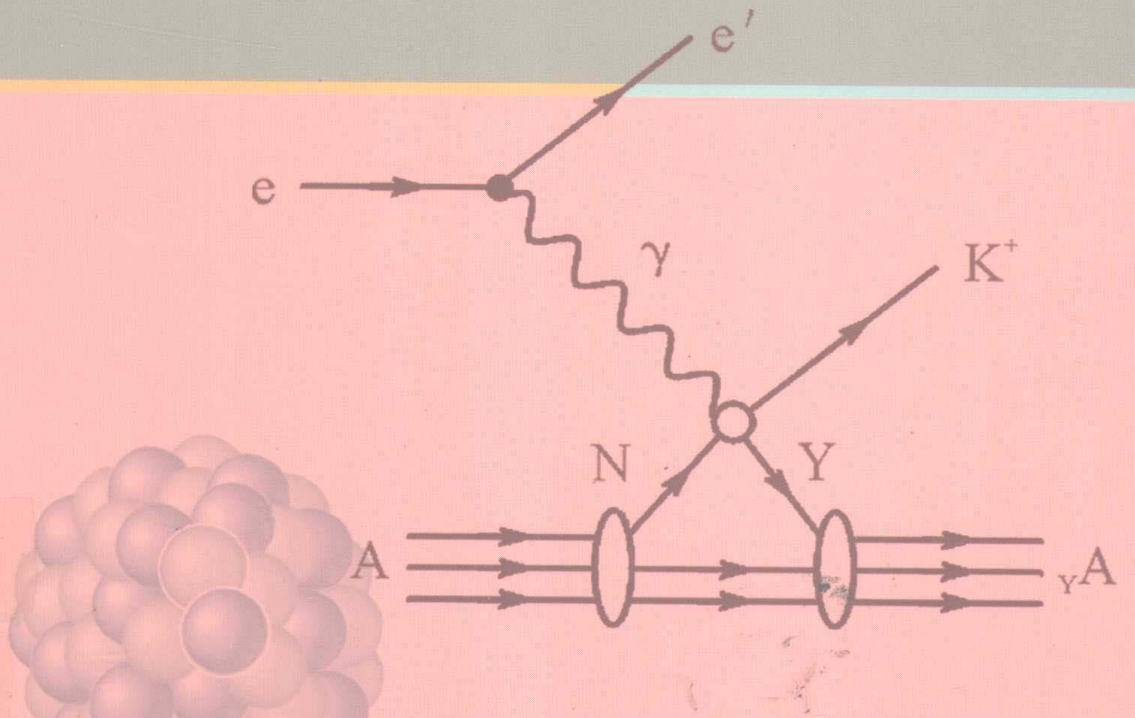
国家科学技术学术著作出版基金
NFAPST

SSMPF

科學 专著：前沿研究

中高能核探针与原子核结构

宁平治 姜焕清 厉光烈 叶云秀 段春贵 编著



上海科学技术出版社

中高能核探针与原子核结构

宁平治　姜焕清　厉光烈　叶云秀　段春贵　编著

上海科学技术出版社

图书在版编目(CIP)数据

中高能核探针与原子核结构/宁平治等编著. —上海：上海科学技术出版社，2012.11
(科学专著：前沿研究)
ISBN 978-7-5478-1353-9

Ⅰ.①中... Ⅱ.①宁... Ⅲ.①核物理学②探针 Ⅳ.①O571②TH83

中国版本图书馆CIP数据核字(2012)第127688号

本书出版受“上海科技专著出版资金”资助

责任编辑 赵 伟
装帧设计 戚永昌

上海世纪出版股份有限公司
上海科学技术出版社 出版、发行
(上海钦州南路71号 邮政编码200235)
新华书店上海发行所经销
苏州望电印刷有限公司印刷
开本 787×1092 1/16 印张 26 插页 4
字数 500千字
2012年11月第1版 2012年11月第1次印刷
ISBN 978-7-5478-1353-9/O·12
定价：128.00元

本书如有缺页、错装或坏损等严重质量问题，
请向工厂联系调换

国家科学技术学术著作出版基金资助出版

科學专著：前沿研究

各章撰稿人名单

■ **第 1，5，8，9，10，11 章**

宁平治，南开大学物理学院教授。

■ **第 2 章**

叶云秀，中国科学技术大学近代物理系教授。

■ **第 3，4 章**

厉光烈，中国科学院高能物理研究所研究员。

■ **第 6，7 章**

姜焕清，中国科学院高能物理研究所研究员。

■ **第 12 章**

段春贵，河北师范大学物理与信息工程学院教授。

《科学专著》系列丛书序

进入21世纪以来，中国的科学技术发展进入到一个重要的跃升期。我们科学技术自主创新的源头，正是来自于科学向未知领域推进的新发现，来自于科学前沿探索的新成果。学术著作是研究成果的总结，它的价值也在于其原创性。

著书立说，乃是科学研究工作不可缺少的一个组成部分。著书立说，既是丰富人类知识宝库的需要，也是探索未知领域、开拓人类知识新疆界的需要。特别是在科学各门类的那些基本问题上，一部优秀的学术专著常常成为本学科或相关学科取得突破性进展的基石。

一个国家，一个地区，学术著作出版的水平是这个国家、这个地区科学研究水平的重要标志。科学研究具有系统性和长远性，继承性和连续性等特点，科学发现的取得需要好奇心和想象力，也需要有长期的、系统的研究成果的积累。因此，学术著作的出版也需要有长远的安排和持续的积累，来不得半点的虚浮，更不能急功近利。

学术著作的出版，既是为了总结、积累，更是为了交流、传播。交流传播了，总结积累的效果和作用才能发挥出来。为了在中国传播科学而于1915年创办的《科学》杂志，在其自身发展的历程中，一直也在尽力促进中国学者的学术著作的出版。

几十年来，《科学》的编者和出版者，在不同的时期先后推出过好几套中国学者的科学专著。在20世纪三四十年代，出版有《科学丛书》；自20世纪90年代以来，又陆续推出《科学专著丛书》、《科学前沿丛书》、《科学前沿进展》等，形成了一个以刊物名字样科学为标识的学术专著系列。自1995年起，截至2010年“十一五”结束，在科学标识下，已出版了25部专著，其中有不少佳作，受到了科学界和出版界的欢迎和好评。

为了继续促进中国学者对前沿工作做有创见的系统总结，“十二五”期间，《科学》的编者和出版者决定对科学系列学术著作做新的延伸，将科学

专著学术丛书扩展为三个系列品种，即《科学专著：前沿研究》、《科学专著：生命科学研究》、《科学专著：大科学工程》，继续为中国学者著书立说尽一份力。

随着中国科学研究向世界前列的挺进，我们相信，在科学系列的学术专著之中，一定会有更多中国学者推陈出新、标新立异的佳作问世，也一定会有传世的名著问世！

周光召

（《科学》杂志编委会主编）

2011 年 5 月

前 言

原子核物理学是一门不断发展的学科。自 1911 年卢瑟福发现原子核至今的百年发展历程中，人们对于原子核的认识由浅入深、由表及里、由唯象到微观地逐步深入。建立在核子-介子自由度基础上的传统核物理，可以说是根深叶茂、成就辉煌，并在继续发展。对原子核物理的了解以及研究原子核的技术和方法已经在许多领域得到了广泛的应用。

随着高能物理研究的进展，人们对物质结构有了更深入的认识。特别是对于强相互作用的深入了解，使人们开始重新认识原子核这个强相互作用的多体系统。将已知的原子核物理学现象与夸克、胶子及相应的理论相联系是摆在核物理学家面前具有挑战性的任务。由于加速器技术和探测器技术上的进步，人们有可能利用更高能量、更多种类的粒子束流来探测原子核的运动规律。到了 20 世纪 70 年代，核物理研究的重要前沿之一就是利用高能物理的最新成果，进一步研究原子核内除核子以外的新自由度，用来探测原子核结构的探针也从传统的较低能量的电子及核子扩充到高能电子、高能核子以及可以得到的各类介子和轻子，这就形成了中高能核物理的前沿领域。

国际上，一批旨在产生中高能核探针的大科学装置相继建成，用这些中高能核探针研究原子核结构和性质，以及认识核子的结构和性质，近四十年来取得了长足的进展和丰硕的成果。把这些进展和成果有选择地、较系统地介绍给关注中高能核物理发展的读者是本书目的。

本书结合我们多年来在中高能核物理方面所做的研究工作，分别对国际上利用高能电子、高能光子、中微子、中高能核子、π 介子以及 K 介子等探针认识原子核方面取得的重要进展做了系统评述，对于相关领域的基本理论工具和分析方法做了介绍，对于相关领域的未来发展做了展望。

鉴于本书大部分内容的前沿性和引导性，各章节尽量给出了相关基本文献和最新参考文献，以方便读者掌握课题线索，从而充分利用当今丰富而便捷的网络资源。由于本书内容涉及面较广，在成书过程中对内容进行了必要的选择和删繁就简，如删去了重离子探针的内容而只限于讨论单粒子

探针等;又如某些章节删去了公式推导而直接给出结果,但大多注明了出处。

本书内容共分为12章,前4章主要介绍电磁探针,包括电子探针和光子探针。第5章至第8章主要介绍强子探针,包括中高能核子探针、π介子探针和K介子探针,第9、10章两章介绍各种中高能探针应用于奇异性产生和重味产生。第11、12章扼要介绍了核物理中的中微子探针。

本书是南开大学宁平治教授发起,与中国科学院高能物理研究所姜焕清研究员和厉光烈研究员共同策划的。在撰写过程中,邀请中国科技大学叶云秀教授和河北师范大学段春贵教授分别撰写了第2章和第12章。

本书的出版得到"国家科学技术学术著作出版基金"和"上海市学术著作出版基金"的资助,在撰写和出版过程中,得到了许多同仁的支持和帮助。李磊和罗延安教授对部分章节给予了具体的帮助,彭光雄教授为本书的最后出版做了大量的沟通和协调工作,作者在此一并表示感谢。上海科学技术出版社的编辑和有关人员为本书的出版付出了辛勤的劳动,作者深表感谢。

本书可作为原子核物理、强子物理及相关领域研究人员、研究生及大专院校核物理教师的参考书;内容精简后亦可作为主攻中高能核物理与强子物理方向研究生教材。

本书涉及中高能核物理的各个专门领域,而且是蓬勃发展、与日俱新的领域。由于经验不足,本书肯定有许多不妥和错误之处,恳请读者提出宝贵意见。

宁平治　姜焕清　厉光烈

2010/12/21 于北京

目 录

第 1 章 电磁探针引论 …… 1
§1.1 电子探针 …… 1
1.1.1 从低能电子探针谈起 …… 2
1.1.2 电子探针:从低能到高能 …… 3
1.1.3 电子探针:核子的电磁形状因子 …… 3
1.1.4 电子探针:准弹性散射 …… 4
1.1.5 电子探针:三个共振区 …… 8
1.1.6 电子探针:深度非弹性散射 …… 9
1.1.7 电子探针:EMC 效应 …… 15
1.1.8 极化电子探针 …… 16
1.1.9 极化电子探针:不对称性 …… 17
1.1.10 核内核子的电磁形状因子 …… 18
§1.2 光子探针 …… 19
1.2.1 光子探针简史 …… 19
1.2.2 光核反应中的核介质效应 …… 20
§1.3 研究现状 …… 21
1.3.1 关于电子探针与核子形状因子问题 …… 21
1.3.2 关于 eA 的准弹性散射过程 …… 21
§1.4 电磁探针展望 …… 21
参考文献 …… 23

第 2 章 高能电子探针与核子结构的实验研究 …… 28
§2.1 概述 …… 28
§2.2 核子的电磁形状因子 …… 30
2.2.1 绝对截面法测质子弹性散射形状因子和核子的大小 …… 31
2.2.2 质子的电磁形状因子的实验测量 …… 32
2.2.3 中子的电磁形状因子的实验测量 …… 36
2.2.4 核的纵向响应函数和库仑求和规则 …… 37
§2.3 核子的奇异性电磁形状因子 …… 38
2.3.1 核子的奇异性形状因子和中性弱矢量形状因子 …… 39
2.3.2 中性弱矢量形状因子与宇称破坏不对称性 …… 40
2.3.3 奇异性形状因子的实验测量 …… 40
§2.4 核子自旋平均的结构函数 …… 44
2.4.1 深度非弹性散射中核子自旋平均的结构函数 …… 44
2.4.2 核子结构函数的实验测量 …… 45
2.4.3 广义部分子分布和深度虚康普顿散射 …… 48
§2.5 核子极化结构函数 …… 51
2.5.1 深度非弹性散射中核子的纵向极化结构函数的实验研究 …… 52

2.5.2 深度非弹性散射中核子的横向极化结构函数的实验研究 …… 62
参考文献 …… 65

第3章 带电轻子探针与原子核结构——EMC效应 …… 69
§3.1 带电轻子-核子深度非弹性散射与核内核子结构函数 …… 69
3.1.1 带电轻子-核子深度非弹性散射 …… 69
3.1.2 原子核内束缚核子的结构函数 …… 71
§3.2 EMC效应的实验现象 …… 72
3.2.1 EMC效应的实验发现 …… 72
3.2.2 Rochester-SLAC-MIT组的实验验证 …… 73
3.2.3 EMC效应的后续实验研究 …… 73
§3.3 EMC效应的理论解释 …… 74
3.3.1 早期的理论模型 …… 74
3.3.2 核束缚能效应 …… 77
3.3.3 组分夸克模型和双重x重新标度模型 …… 81
3.3.4 部分子演化模型 …… 82
参考文献 …… 83

第4章 光子探针与原子核结构 …… 85
§4.1 核阴影效应 …… 85
4.1.1 核阴影效应的实验现象 …… 85
4.1.2 核阴影效应的理论解释 …… 87
4.1.3 EMC效应与核阴影和反阴影效应的统一描述 …… 91
§4.2 核德雷尔-颜过程 …… 94
4.2.1 德雷尔-颜过程与核德雷尔-颜过程 …… 94
4.2.2 核德雷尔-颜过程的实验研究 …… 98
4.2.3 核德雷尔-颜过程的理论研究 …… 99
§4.3 J/Ψ光生反应 …… 101
4.3.1 J/Ψ光生反应的实验现象 …… 101
4.3.2 J/Ψ光生反应的理论解释 …… 103
参考文献 …… 103

第5章 核子探针与核力 …… 105
§5.1 核力理论研究简史 …… 105
5.1.1 关于介子交换模型 …… 105
5.1.2 关于夸克模型 …… 106
5.1.3 关于介子交换模型的新发展 …… 107
5.1.4 关于高精度现实NN势模型 …… 107
§5.2 核子探针与NN散射实验 …… 108
§5.3 由核子探针检验核力的介子交换模型 …… 111
5.3.1 CD-Bonn势简介 …… 111
5.3.2 由核子探针确定Bonn模型参数 …… 113
5.3.3 核力的其他介子理论模型 …… 115

§5.4　由核子探针检验 Argonne v18 势 …… 115
5.4.1　Argonne v18 势简介 …… 115
5.4.2　由核子探针检验 Argonne v18 势 …… 116
§5.5　由核子探针检验手征 NN 势 …… 118
5.5.1　引述：两个简单例子 …… 118
5.5.2　有效场论与手征微扰论简介 …… 119
5.5.3　引述：有效拉格朗日量概要 …… 119
5.5.4　核子探针检验结果 …… 121
§5.6　极化核子探针 …… 123
5.6.1　自旋观测量简介 …… 123
5.6.2　极化 NN 散射实验 …… 124
5.6.3　极化 NN 散射新数据 …… 126
§5.7　中高能核子探针与短程核力 …… 130
5.7.1　中高能区的特殊性 …… 130
5.7.2　相对论介子交换模型要点 …… 131
5.7.3　中高能 NN 散射实验 …… 131
5.7.4　中高能核子探针检验结果 …… 133
§5.8　问题与展望 …… 135
参考文献 …… 135

第 6 章　中高能质子与原子核的相互作用 …… 141
§6.1　引言 …… 141
§6.2　NN 相互作用的简单回顾 …… 143
6.2.1　NN 弹性散射 …… 143
6.2.2　NN 非弹性反应 …… 144
6.2.3　NN 碰撞中的 K、η、ω 和 φ 介子产生 …… 147
§6.3　中高能 pA 散射的理论处理 …… 149
6.3.1　pA 散射的非相对论唯象光学模型描述 …… 149
6.3.2　沃森多重散射理论及光学势 …… 150
6.3.3　格劳伯多重散射理论 …… 154
6.3.4　微观和半微观核子-核光学势 …… 159
6.3.5　pA 散射的相对论描述 …… 160
§6.4　中高能 pA 碰撞中的 π 介子产生 …… 161
6.4.1　π 介子产生的实验 …… 161
6.4.2　π 介子产生与核内的核子共振态 …… 163
6.4.3　双重子态和多夸克态 …… 165
§6.5　pA 碰撞中的 η 介子产生与 ηA 束缚态 …… 166
6.5.1　pA 碰撞中 η 介子产生与核内的 $N^*(1535)$ 共振态 …… 166
6.5.2　η 介子产生与 ηA 束缚态 …… 167
§6.6　pA 碰撞中阈能附近 K 介子产生与超核 …… 168
6.6.1　$p+A \longrightarrow K^+ + X$ 反应 …… 168
6.6.2　pA 碰撞中 Λ 超核的产生 …… 170
§6.7　中高能 pA 碰撞引起的其他反应 …… 171

6.7.1 pA碰撞中其他介子产生 …… 171
6.7.2 pA碰撞引起的散裂反应与散裂中子源 …… 172
§6.8 问题与展望 …… 173
参考文献 …… 175

第7章 π介子与原子核的相互作用 …… 178
§7.1 引述:π介子探针与π核相互作用 …… 178
§7.2 πN二体相互作用 …… 179
7.2.1 πN散射的同位旋分析 …… 179
7.2.2 πN散射振幅的分波展开与相移分析 …… 181
7.2.3 πN相互作用的基本理论 …… 183
§7.3 πN散射与重子共振 …… 185
7.3.1 共振态与相移 …… 185
7.3.2 布莱特-维格纳共振 …… 186
7.3.3 共振态与散射振幅的解析行为:阿根图 …… 186
7.3.4 ππ 散射与新的介子共振态 …… 188
§7.4 π介子与原子核的散射 …… 191
7.4.1 πA一级光学势 …… 191
7.4.2 高阶修正 …… 193
7.4.3 π 介子与原子核散射的研究现状 …… 194
§7.5 πA电荷交换反应 …… 197
7.5.1 πA单电荷交换反应 …… 197
7.5.2 πA双电荷交换(DCX)反应的实验研究 …… 198
7.5.3 关于双电荷交换机制的讨论 …… 201
7.5.4 DCX反应的理论处理方法 …… 202
§7.6 π介子在原子核上的吸收 …… 206
7.6.1 π 吸收机制的讨论 …… 206
7.6.2 π 吸收后核子发射的多重散射处理 …… 207
7.6.3 π 介子在原子核上的辐射吸收 …… 208
§7.7 π介子在原子核上引起的介子产生 …… 209
7.7.1 (π^+, K^+)协同产生反应与超核 …… 209
7.7.2 (π, η)反应 …… 209
7.7.3 $(\pi, 2\pi)$反应与核内的σ介子 …… 211
§7.8 核物质中π介子性质的变化 …… 213
7.8.1 π 介子在核物质中的自能 …… 213
7.8.2 π 介子在核内性质的讨论 …… 214
§7.9 展望 …… 216
7.9.1 π 介子在未来强作用物理中的地位 …… 216
7.9.2 πN散射与 ππ 散射和核物理 …… 217
7.9.3 双重子的寻找 …… 218
7.9.4 原子核内的 Δ 和 π …… 219
7.9.5 π 介子在极化靶上的反应 …… 219
7.9.6 πA单电荷与双电荷交换 …… 219

7.9.7　高能和高核物质密度的 π 动力学研究 …… 220
参考文献 …… 220

第 8 章　K 介子探针与超核物理 …… 223
§8.1　引述 …… 223
8.1.1　K 介子探针的简单性质 …… 223
8.1.2　带电 K 介子的产生和衰变 …… 224
8.1.3　中性 K 介子的衰变 …… 225
§8.2　KN 二体相互作用 …… 226
8.2.1　引述 …… 226
8.2.2　KN 系统的同位旋 …… 228
8.2.3　K^+ N 散射实验的主要特征 …… 229
8.2.4　K^+ N 散射的分波分析 …… 230
8.2.5　K^+ N 散射的理论模型 …… 230
§8.3　K^- N 二体相互作用 …… 240
8.3.1　引述 …… 240
8.3.2　K^- N 相互作用理论 …… 241
8.3.3　K^- N 散射研究的发展 …… 243
8.3.4　K^- N 二体反应过程 …… 244
§8.4　K^+ A 散射 …… 245
8.4.1　K^+ A 散射实验结果 …… 245
8.4.2　K^+ A 散射的理论分析 …… 246
8.4.3　K^+ A 散射的光学模型 …… 246
§8.5　K^+ A 散射的核介质效应 …… 248
8.5.1　K^+ A 散射的常规核介质效应 …… 248
8.5.2　K^+ A 散射的次常规核介质效应 …… 249
8.5.3　K^+ A 散射的非常规核介质效应 …… 251
8.5.4　K^+ A 散射：研究进展与问题 …… 254
§8.6　K^- A 散射 …… 257
8.6.1　K^- A 弹性散射 …… 257
8.6.2　K^- A 光学势与 K^- A 散射 …… 259
8.6.3　K^- A 势深度的进一步研究 …… 260
8.6.4　K^- A 势深度的动量相关性 …… 261
8.6.5　K^- A 光学势动量相关性的 RMF 分析 …… 262
8.6.6　K^- 介子的平均自由程 …… 264
§8.7　K 介子探针的其他相关问题 …… 265
8.7.1　中性 K 介子散射 …… 265
8.7.2　重子产生 …… 267
8.7.3　奇异性交换反应 …… 267
8.7.4　超核产生 …… 268
8.7.5　扭曲波冲量近似 …… 270
8.7.6　超核结构研究进展 …… 272
8.7.7　Λ 超核衰变 …… 275

参考文献 …… 280

第 9 章　中高能探针在原子核上的奇异性产生 …… 289
§9.1　引述-奇异性产生 …… 289
§9.2　奇异性产生的基本过程 …… 290
9.2.1　研究概况 …… 290
9.2.2　pp 碰撞中的奇异性产生 …… 291
9.2.3　πN 碰撞中的奇异性产生 …… 296
9.2.4　K介子与核子(K^-p)碰撞中的奇异性产生 …… 297
§9.3　电磁探针与奇异性产生 …… 299
9.3.1　引述 …… 299
9.3.2　基本过程理论分析 …… 300
9.3.3　奇异粒子的光产生 …… 303
9.3.4　奇异粒子的电产生 …… 304
§9.4　核物质中的奇异性产生 …… 305
9.4.1　质子与核(pA)碰撞中的奇异性产生 …… 306
9.4.2　介子与核(πA 及 KA)碰撞中的奇异性产生 …… 307
9.4.3　超核光产生与电产生 …… 307
§9.5　问题与展望 …… 310
参考文献 …… 311

第 10 章　中高能探针在核子与核上的重味产生 …… 317
§10.1　引述 …… 317
10.1.1　关于重夸克的特点 …… 317
10.1.2　关于重味强子 …… 318
10.1.3　重夸克偶素 …… 318
10.1.4　关于重夸克系统的有效理论 …… 319
§10.2　基本的重味产生过程 …… 319
10.2.1　重味产生引述 …… 319
10.2.2　重味产生基本过程动力学特征 …… 320
§10.3　高能核子-核子(pp)碰撞与重味产生 …… 322
§10.4　RHIC 实验中的重味衰变道 …… 323
§10.5　可能的重味超核 …… 326
参考文献 …… 327

第 11 章　中微子探针引论 …… 329
§11.1　一般讨论 …… 329
11.1.1　关于中微子探针 …… 329
11.1.2　中微子性质简介 …… 330
11.1.3　中微子源 …… 332
11.1.4　中微子味振荡与中微子质量 …… 332
§11.2　中微子振荡物理 …… 333
11.2.1　概述 …… 333

11.2.2 振荡长度 …… 333
11.2.3 三味混合矩阵 …… 335
11.2.4 三味混合矩阵的欧拉转动参数化 …… 336
11.2.5 实验数据现状 …… 337
§11.3 弱作用理论和中微子探针 …… 337
11.3.1 弱相互作用的费米理论 …… 338
11.3.2 弱作用的中间玻色子理论 …… 340
11.3.3 衰变宽度和散射截面 …… 341
11.3.4 电弱统一理论 …… 342
11.3.5 弱作用理论小结 …… 343
§11.4 中微子探针与夸克模型 …… 343
11.4.1 夸克模型 …… 343
11.4.2 中子 β 衰变的夸克模型 …… 344
11.4.3 轻子-夸克对称性 …… 344
11.4.4 夸克混合 …… 345
11.4.5 CKM 矩阵 …… 345
11.4.6 中微子-夸克散射(荷电流过程) …… 346
11.4.7 中微子-夸克散射(中性流过程) …… 347
§11.5 中微子-核散射研究意义 …… 347
§11.6 中微子-电子散射 …… 348
11.6.1 中性流高能 μ 中微子弹性散射 …… 348
11.6.2 低能中微子-电子散射 …… 349
§11.7 中微子探针与核子 …… 349
11.7.1 概述 …… 349
11.7.2 荷电流过程与中性流过程 …… 350
11.7.3 νN散射截面理论结果的一般趋势 …… 351
11.7.4 低能中性流νN散射 …… 352
11.7.5 导致 π 产生的荷电流（CC）νN准弹性散射 …… 353
11.7.6 中微子探针与核子弹性散射形状因子 …… 354
11.7.7 中微子探针与核子的轴矢形状因子 …… 354
11.7.8 中微子探针与核子内的夸克 …… 355
11.7.9 中高能中微子-核子非弹性散射 …… 356
§11.8 中微子探针与原子核 …… 357
11.8.1 研究概述 …… 357
11.8.2 低能中微子-原子核散射理论框架（$E_\nu \ll$ GeV） …… 357
11.8.3 低能中微子-原子核散射截面 …… 357
11.8.4 中高能中微子-原子核散射（1 GeV $\leqslant E_\nu \leqslant$ 10 GeV） …… 358
11.8.5 中微子深度非弹性散射 …… 359
11.8.6 小结 …… 359
参考文献 …… 361

第 12 章 中微子-原子核深度非弹性散射 …… 365
§12.1 中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射与核子结构函数 …… 365

§12.2 中微子探针与核子结构函数的核效应 …… 371
12.2.1 实验研究 …… 371
12.2.2 核子结构函数的核效应 …… 373
§12.3 中微子深度非弹性散射与核阴影效应 …… 374
§12.4 粲强子产物与奇异海夸克分布 …… 377
12.4.1 双 μ 子产生微分截面 …… 377
12.4.2 核内奇异海夸克分布的实验研究 …… 379
§12.5 问题与展望 …… 381
参考文献 …… 381

索引 …… 383
后记 …… 394

第1章
电磁探针引论

电磁探针(electromagnetic probe)是指通过电磁相互作用来探测原子核结构或核子结构的运动粒子,这些粒子可以是光子、电子或其他带电轻子。

可以说,光子作为电磁相互作用的传媒粒子是提取原子核或核子内部信息最重要的工具。半个多世纪以来,人们在实验上和理论上投入了巨大努力来提高电磁探针探测核系统(核与核子)的能力。电磁相互作用通常可以通过两种不同方式来实现,一种方式是虚光子交换,另外一种方式是实光子被核系统吸收。本书第2章和第3章讨论前者,后者将在第4章讨论。

电磁探针的探索对象从核整体到核子的夸克结构,利用电子束或实光子束,通过电子-核反应或光核反应,已经对核系统的结构性质及相关的基本相互作用有了越来越深入的认识。如今,利用电磁探针进行的上述探索仍在更高水平和更深层次上继续着。

§1.1 电子探针

自20世纪50年代初开始,电子-核(eA)散射即用于核结构的研究[1,2]。1955年,美国斯坦福大学的霍夫施塔特(R. Hofstadter)和麦卡利斯特(R. W. McAllister)最早利用电子-质子(ep)弹性散射实验测量了质子的大小。今天,美国杰斐逊实验室(JLab)的连续电子束加速器装置(continuous electron beam accelerator facility, CEBAF)能提供高品质、高亮度、高能量分辨率的电子束流。50余年来的实践表明,电子探针(electron probe)是研究原子核组成及其性质的最佳工具。通过弹性、准弹性、非弹性以及深度非弹性散射等过程的实验数据,已经获得并正在提取大量有关原子核结构与核子结构的信息。

由于电子与核系统在碰撞过程中发生虚光子(virtual photon)交换,电子转移给核系统的能量和动量可以随运动学条件的改变而独立地变化,从而可以实现不同的弹性和非弹性散射过程,以及多种多样的动量转移(momentum transfer)过程。并且随着入射电子能量的增加,转移给核系统的能量(称为电子的能量损失)也相应增加,从低能到高能,电子探针变得越来越"细",其分辨能力也越来越强。

1.1.1 从低能电子探针谈起

低能电子探针很早就用来探测原子核。对于 eA 弹性散射(elastic scattering)，电子与核只有动量交换，能量交换为零。eA 弹性散射的微分截面可表示为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}=\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Ru}}|F(q^2)|^2。\tag{1.1}$$

上式右端括号内是带电点粒子的卢瑟福(E. Rutherford)散射截面(scattering cross section)；q 为电子的动量转移；$F(q^2)$为形状因子(form factor)，它与原子核的方均半径 $\langle r^2\rangle$相联系，即

$$\begin{aligned}F(q^2)&=\frac{4\pi}{q}\int\rho(r)\sin(qr)r\mathrm{d}r\\&=\frac{4\pi}{\rho}\int\rho(r)\left[qr-\frac{1}{3!}(qr)^3+\cdots\right]r\mathrm{d}r\\&=1-\frac{q^2}{6}\langle r^2\rangle+\cdots。\end{aligned}\tag{1.2}$$

这里 $\rho(r)$是原子核的电荷分布密度。上式表明，通过 eA 弹性散射，核正电荷使电子的路径偏转，通过测量电子弹性散射微分截面随动量转移 q 的变化，就可以确定核基态的电荷分布，即由电子探针提取出了原子核尺度大小的信息。迄今为止，这类实验已经做得相当精确。例如，从实验数据定出核电荷分布的误差可小于 1%。如果用电子探针测量同位素核的核电荷密度差，当前的测量精度可达 $10^{-4}\,\mathrm{fm}^{-3}$，这使得我们可以研究核内附加两个中子后电荷分布的微小变化。如果用电子探针探测核子数 $A\leqslant 4$ 的核，通过弹性散射数据可以确定这些轻核的形状因子，而这些轻核的形状因子也可从核力的理论计算得到。因此，$A\leqslant 4$ 核的电子弹性散射数据也是研究核力的基本数据。更多的核力信息则要由强子探针来提取(详见第5 章)。

低能电子探针也可转移给原子核适当能量(keV 或 MeV 量级)而发生非弹性散射(inelastic scattering)，使核处于激发态。由实验测量的非弹性散射截面可以确定原子核的跃迁电荷密度的分布。另外，还可以用电子非弹性散射来确定变形核的电荷密度分布。高分辨本领的电子谱仪可以分辨不同转动态(如 0^+、2^+、4^+、6^+等)的弹性和非弹性散射的电子，从而可以获得这些态的电荷密度分布 $\rho_0(r)$、$\rho_2(r)$、$\rho_4(r)$、$\rho_6(r)$等。电子非弹性散射除了可以研究核的集体激发外，也能用来研究核的单粒子激发和少数核子激发，包括高自旋态的磁激发(magnetic excitation)。电子非弹性散射还能激发原子核的巨共振态，如电偶极(E1)共振等。

为了研究电子非弹性散射引起的核激发，需要准确地确定核态的跃迁矩阵元，并适当选择核波函数。对于很轻的核，允许选用精确计算的波函数，如采用格林函数(Green function)、蒙特卡罗(Monte Carlo)计算(对 $A\leqslant 10$ 的核)或有效场论(effective field theory)方法(对 $A\leqslant 3$ 的核)。对于重核，则需采用包含不同近似的核模型，常用的有：壳

模型或无规相(位)近似。

1.1.2　电子探针:从低能到高能

从低能到高能,按照入射电子德布罗意波长的不同,转移给原子核的能量和动量也不同。电磁相互作用既可施加到整个原子核的尺度上,也可以只作用到较小的核子尺度上,因而可以方便地改变探针的"粗细"来分别探测原子核的整体性质和局部性质(如图 1-1)。

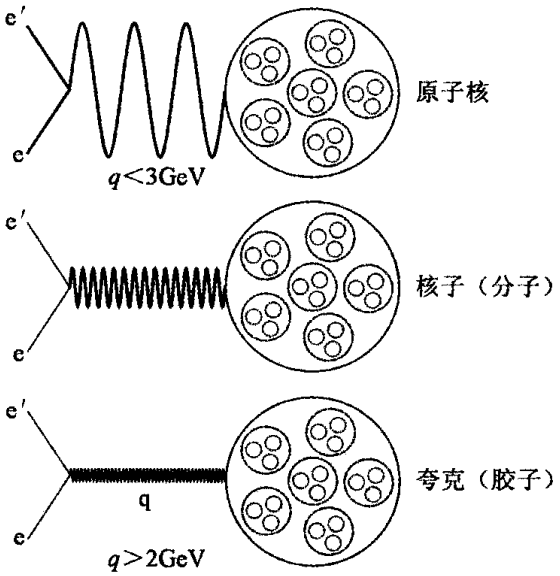


图 1-1　不同转移动量的电子探针示意图
对原子核的电子非弹性散射,探测到核内不同距离尺度[3]。

当用电子探针提取核内信息时,把握好电子探针的能量标度与原子核内的空间尺度间的关系是十分必要的。例如,对于电子非弹性散射(e, e′)过程,虚光子作为电磁相互作用的传媒粒子,其德布罗意波长 λ 与电子转移动量 q 的关系为 $\lambda \approx 1.25/q$,此处 q 的单位为 GeV(亦常用 $Q^2 = -q^2$)。对于低能电子探针,即 $q<0.3$ GeV时,相应长度的分辨率为 5～10 fm,只能探知原子核的整体性质(如表面效应等);当 $q \approx 1$ GeV 时,可探知核内单个核子的性质和核介质效应;对大动量转移情况,即 $q>2$ GeV 时,应可探知核内夸克的自由度。

在研究由电子探针提取核子内信息时,同样可通过改变动量转移 Q 来改变电子探针的波长:当 $Q^2<0.1$ GeV^2 时,可探测核子整体(如核子电荷半径);当 Q^2 为 0.1～10 GeV^{2}时,可探测核子的内部结构;当 $Q^2>20$ GeV^2 时,则属于微扰量子色动力学(perturbative quantum chromodynamics PQCD)标度。如果 Q 值为核子质量的几倍,约为康普顿波长(Compton wavelength)时,相对论效应难于处理,但当 $Q^2 \leqslant 1$ GeV^2 时,相对论效应尚不大。

1.1.3　电子探针:核子的电磁形状因子

如果核系统是一个核子(质子),则 ep 弹性散射的电磁形状因子可反映质子内部的电磁结构,分为电形状因子(electric form factor)G_E(反映电荷分布)和磁形状因子(magnetic form factor)G_M(反映磁矩分布),它们与 ep 弹性散射微分截面的关系由下面的罗森布卢特公式(Rosenbluth formula)给出,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\left[\frac{G_E^2(Q^2)+\tau G_M^2(Q^2)}{1+\tau} + 2\tau G_M^2(Q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]。 \tag{1.3}$$

上式中，动量转移 $Q^2 = -q^2$（其中 Q^2 为正值），$\tau = \frac{Q^2}{4m_N^2}$。于是电子探针通过 ep 弹性散射可以探知质子内部的电磁结构。在 1998 年之前的数十年中，罗森布卢特公式的正确性，以及由截面数据提取质子和中子的形状因子 G_E 和 G_M 的可靠性是公认的，从未受到怀疑。然而自 1998 年开始，主要由于 CEBAF 新的高精度极化 ep 实验数据（见第 2 章）提出了一系列挑战，即用极化转移法精确测量的质子形状因子与用严格的非极化罗森布卢特分离法测量的质子形状因子（已沿用数十年）差别很大。非极化罗森布卢特法给出 $\mu_p G_E(q)/G_M(q) = 1$，而极化转移法给出 $\mu_p G_E(q)/G_M(q) \neq 1$（图 1－2）。通过多次反复测量表明，上述偏差不属于实验技术上的问题[4, 5]。

以上两种方法的测量结果明显矛盾，这激发了理论物理学家很大的兴趣。他们认为可能存在更深层次的物理原因，如可能存在双光子交换等，从而促使这个成熟多年的领域出现新的生机。以前由非极化罗森布卢特方法对质子形状因子进行理论分析时是从微扰论出发的，采取了单光子交换近似（single photon exchange approximation）。如果进一步考虑双光子交换的贡献[6]，需要确定可能的中间态（如图 1－2）。近几年对中间态的定量计算有的在强子层次上进行，有的在夸克层次上进行。在强子层次上的理论计算的结果表明[7－9]，简单计及核子和能量最低的 P_{33} 共振态即可使两种方法分别测得的质子的电和磁形状因子的比值趋于一致。然而，当计及较重的 D_{13}，D_{33}，P_{11}，S_{11} 和 S_{31} 核子共振态时，两种方法趋于一致的情况变坏。完美的解释既需要更多的理论方面的工作，也要求更精确的实验数据[10]。JLab 的 CEBAF 能区由 6 GeV 升级到 12 GeV 后将有利于澄清对双光子交换问题的认识[11－14]。

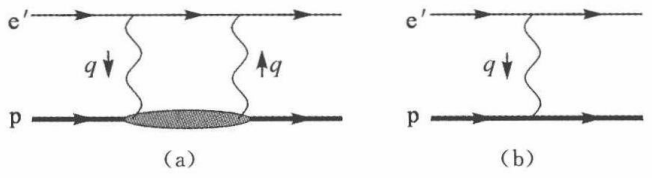


图 1－2　(a) 电子-质子散射过程中的双光子交换；(b) 单光子交换　图(a)中的灰色区域表示中间态。

此外，关于电子弹性散射，在利用纵向极化电子束和液氘靶精确测量中子的电形状因子方面[15]和在确定核子 N 至 Δ 轴跃迁形状因子方面[16]，以及在低 Q 区和高 Q 区电子弹性散射中夸克-强子的定域二重性（local duality）和整体二重性（global duality）方面[17]，近年来都有不少工作。

1.1.4　电子探针：准弹性散射

1. 关于准弹性散射的一般讨论

在弹性散射过程中，当电子与核系统有能量交换但不大时（对核子可达几百 MeV），属于准弹性散射（quasi-elastsic scattering）。例如，对中能 ep 准弹性散射，典型的能量交

换为 300 MeV，动量交换为 400 MeV 左右。在中高能 ep 准弹性散射过程中，将发生介子产生和重子(baryon)共振激发。关于核子结构函数(nucleon structure function)、核子共振态宽度和质量的大量信息，已通过中高能电子探针(0.5～2 GeV)提取出来。

对 eA 准弹性散射，在单光子交换近似下，电子与核相互作用的费恩曼图(Feynman diagram)包含两个顶点(vertex)，一个顶点只涉及电子和光子；另一个顶点则把光子与核流耦合起来。第一个顶点由量子电动力学(quantum electrodynamics，QED)很容易计算出，包含核流的第二个顶点却很难进行理论计算，因为这涉及核系统的动力学结构和强相互作用(strong interaction)，需做近似或借助模型。最简单的模型认为，核流就是单个核子流的总和，即把核内束缚核子近似当作自由粒子[又称冲量近似(impulse approximation)]，这是一个较好的低阶近似。特别是，当探针较细，电子的波长小于典型的核内核子间距的情况下，对于单举准弹性电子散射，在此近似下进行的理论计算常可符合实验数据[18]。另一方面，如果探针较“粗”，就不能把核内束缚的核子看作“自由”粒子。如 700 MeV 电子与氧核的准弹性散射观测到明显减弱[19]，这时就要建立合理考虑核内核子-核子(NN)关联的理论模型。

另外，从第 5 章“核子探针与核力”的讨论可知，非相对论 NN 二体相互作用势描述低能二体核现象很成功。在此基础上出现的哈特里-福克(Hartree-Fock)和 DBHF 等非相对论核多体理论(non-relativistic nuclear many-body theory)，以及唯象的壳模型等也成功地解释了大量核现象。在处理中高能 eA 散射时，由于涉及核系统非定态和粒子数可变等多种因素，往往需要采用相对论核多体理论(relativistic nuclear many-body theory)。特别是，对于大多数中能核现象，起主要作用的仍是强子(hadron)，而不是夸克-胶子自由度，因此量子强子动力学(quantum hadron dynamics，QHD)是很受关注的相对论核多体理论。最简单的量子强子动力学模型是 Walecka 模型，它常被用作计算响应函数(response function)(纵向响应函数与横向响应函数)的起点。在很大的范围内，包含不同介子的各种量子强子动力学模型较好地解释了实验现象(在能量交换很大时引进核子共振态，如在非对称核中引进 ρ 介子，考虑 π 介子交换流等)，在理论上不仅充分地研究了核物质，而且还研究了较复杂的有限核(finite nucleus)。由于电子与核子间的电磁相互作用远比核子间的强相互作用要弱，所以通常采用单光子交换近似来处理 eA 准弹性散射，并运用量子场论方法来相当严格地导出截面公式，其中包含轻子张量(lepton tensor)和强子张量(hadron tensor)，后者反映靶核跃迁[20—22]。

2. 用中能 eA 准弹性散射研究核结构

eA 散射截面由电荷算符和核流算符的跃迁矩阵元决定，因而对 eA 过程的研究可以直接提取出核结构信息。运动学变量是动量转移 $\boldsymbol{q}$ 和能量损失 ω($\omega = E_{e_i} - E_{e_f}$，其中 E_{e_i} 和 E_{e_f} 分别是电子的初末态能量)，并满足条件 $q^2 = \boldsymbol{q}^2 - \omega^2 > 0$($q$ 表示四动量)。如果作出电子的散射截面 $(\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega_{e_f}\mathrm{d}E_{e_f})/\sigma_{\mathrm{Mott}}$ 与变量 ω 的关系曲线，可以观察到一些特定的能区，例如(1)弹性散射峰区，各个峰对应于核分立能级激发态(≤10 MeV)；(2)巨共振区

(10～15 MeV)；(3)与准弹性电子散射相关 40～140 MeV 之间的宽峰区；(4)$\omega>$ 140 MeV 的 π 介子电产生能区。在这一节，我们主要考虑 eA 准弹性散射。“准弹性散射”意味着入射电子的能量比核内的核子分离能高得多，因而可以将核内核子看作自由核子。假定核子未被束缚而是静止于原子核内，则准弹性散射峰应位于 $\omega_{\max}=q^2/2m_N$ (m_N 表示核子质量)处。事实上，由于核子受到束缚，截面最大值位置会由于核子的动量分布而发生移动并变宽。

关于 eA 准弹性散射的最近总结评论见文献[23]，该文献配合由弗吉尼亚大学制作的详尽的 eA 准弹性散射数据库[24]，其中包括各种靶核的 18 500 个数据。

实际上，人们很早就开始用无相互作用的核费米气体模型来讨论 eA 准弹性散射截面，并可以很好地解释准弹性散射峰的一般行为，但是一些小 ω 和大 ω 附近的实验散射截面存在系统偏差。特别是在高能区($E_e\geqslant 2$ GeV)，核费米气体模型失效[25]。核费米气体模型的主要缺陷在于它忽略了在束缚态和连续谱中的 NN 相互作用。实际上，准弹性散射截面在大 ω 处包含着 NN 短程关联信息，早期的简单唯象处理见文献[26，27]，较全面的评述见文献[28]。

随后许多理论工作进一步考虑了准弹性电子散射中 NN 相互作用影响，包括(1)核内两体和三体关联的处理[29—31]；(2)多体方法应用到核物质；(3)包含关联的核势和壳模型势的费米气体模型[32—36]；(4)连续谱的半经典程函近似(semi-classical eikonal approximation)方法[37]；(5)相对论核场论框架下的费米气体模型[38—39]。

3. 中能 eA 准弹性散射截面简介

下面简单介绍一下中能 eA 准弹性散射典型的理论框架。在单光子交换近似下，eA 准弹性散射截面可以表达为[40—42]

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{e_f}\mathrm{d}E_{e_f}}\right)_{\mathrm{Lab}}=\frac{Z^2}{m_T}\sigma_{\mathrm{Mott}}\left[W_2(q^2,\omega)+2W_1(q^2,\omega)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]。\tag{1.4}$$

上式中，Z 是核电荷数，W_1 和 W_2 是核形状因子；σ_{Mott} 是莫特截面(Mott cross section)，它的表达式由下式给出：

$$\sigma_{\mathrm{Mott}}=\left(\frac{Ze^2}{2E_{e_i}}\right)\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}}。\tag{1.5}$$

分别定义纵向响应函数和横向响应函数

$$R_L(q^2,\omega)=\frac{Z^2}{m_T}\frac{q^2}{q^2}\left[-W_1(q^2,\omega)+\frac{q^2}{q^2}W_2(q^2,\omega)\right],\tag{1.6}$$

$$R_T(q^2,\omega)=\frac{Z^2}{m_T}2W_1(q^2,\omega),\tag{1.7}$$

则横向和纵向响应分量与核电荷和流密度分布有关。纵向响应函数主要取决于单核子

敲出过程，并且对核子波函数敏感（尤其在出射核子末态相互作用小的大动量转移区域）。横向响应函数包含非核子自由度的贡献，如介子交换流，π 介子和 Δ(1236)共振电产生，等等[43—47]。

4. 中能 eA 准弹性散射的核形状因子简介

利用费米气体模型，核形状因子 W_1 和 W_2 可以表达为[23]

$$W_1(q^2,\omega)=\frac{3m_T}{4\pi Ak_F^3}\int \mathrm{d}k\,\frac{\delta(\omega+\varepsilon_k-\varepsilon_{k+q})\Theta(k_F-k)\Theta(|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}|-k_F)}{\varepsilon_k\cdot\varepsilon_{k+q}},\tag{1.8}$$

$$W_2(q^2,\omega)=\frac{3m_T}{4\pi Ak_F^3}\frac{T_2(q^2)}{m_N^2}\int \mathrm{d}k\,\frac{\delta(\omega+\varepsilon_k-\varepsilon_{k+q})\Theta(k_F-k)\Theta(|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}|-k_F)}{\varepsilon_k\cdot\varepsilon_{k+q}}\times\left[\left(\varepsilon_k-\frac{\omega}{|\boldsymbol{q}|}k\cos\tau\right)^2+\frac{1}{2}\frac{q^2}{\boldsymbol{q}^2}k^2\sin^2\tau\right]。\tag{1.9}$$

其中 $\boldsymbol{q}$ 表示极轴方向，τ 表示极角方向，$\Theta(k_F-k)$是费米动量分布，T_1 和 T_2 的表达式为

$$T_1(q^2)=\frac{1}{2}q^2(F_{1p}+2m_NF_{2p})^2+\frac{1}{2}q^2(F_{1n}+2m_NF_{2n})^2,\tag{1.10}$$

$$T_2(q^2)=2m_N^2(F_{1p}^2+q^2F_{2p}^2)+2m_N^2(F_{1n}^2+q^2F_{2n}^2),\tag{1.11}$$

其中 F 表示形状因子，m_N 是核子的质量。

在密度相关费米气体模型中，核形状因子可表示为[48, 49]

$$W_1(\boldsymbol{q}^2,\omega)=\int_0^\infty \mathrm{d}x\,|f(x)|^2W_1(\boldsymbol{q}^2,\omega,x),\tag{1.12}$$

$$W_2(\boldsymbol{q}^2,\omega)=\int_0^\infty \mathrm{d}x\,|f(x)|^2W_2(\boldsymbol{q}^2,\omega,x)。\tag{1.13}$$

上式用到的费米动量是半径 x 的函数，即

$$k_F(x)=\left(\frac{3\pi^2}{2}\rho_0(x)\right)^{1/3},\quad \rho_0(x)=3A/4\pi x^3。\tag{1.14}$$

另外，核形状因子 $\boldsymbol{W}$ 也可以用权重函数 $|f(x)|$ 来表示，它可以由核定域密度分布函数得到

$$|f(x)|^2=-\frac{1}{\rho_0(x)}\frac{\mathrm{d}\rho(r)}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=x}。\tag{1.15}$$

在计算中，常采用标准的偶极拟合来处理质子(p)和中子(n)的电磁形状因子，即

$$G_E^p=\frac{G_M^p}{2.79}=\frac{4m_N^2}{q^2}\frac{G_E^n}{1.91}=\frac{G_M^n}{-1.91}=\left(1+\frac{q^2}{0.71\ \mathrm{GeV}^2}\right)^{-2}。\tag{1.16}$$

5. 中能 eA 准弹性散射与核内短程关联的近期研究

过去对中高能 eA 准弹性散射研究，大多是在平均场水平上来描述靶核，对核内超过

平均场水平行为的认识不够。原子核内的 NN 短程关联在中高能 eA 准弹性散射中所起的作用是长期没有解决的问题。近年来，这个问题又重新引起人们的兴趣，原因是对^{12}C靶核所做的中高能 eA 准弹性散射的最新实验结果为我们认识 NN 的短程关联提供了定量信息：与核内的质子-质子对关联相比，中子-质子对关联占绝对优势（约差 20 倍）[50]。不同类型的核子对关联有这样大的差别反映了强相互作用短程性质的重要特征。这些实验结果将加深我们对冷密核系统（包括中子星）的理解。JLab 的$^{12}C(e, e'p)^{11}B$实验也为我们认识核内超过平均场水平行为（短程关联，末态相互作用等）提供了有价值的数据[51]。

此外，对少体核系统，像$^{2}H(e, e'p)n$，$^{3}H(e, e'p)^{2}H$和$^{3}H(e, e'p)(pn)$这些过程已经用推广的程函方法进行了分析，仔细考虑了被撞击核子的再散射等末态相互作用和关联效应[52]。利用电子探针还可研究氚和^{3}He的电致分裂，其意义在于研究有关核力、核流等动力学性质。例如，通过非极化遍举过程$^{3}H(e, e'N1N2)N3$把三体束缚态敲碎成单个核子，可以研究^{3}He中核子的相对动量分布，包括自旋无关和自旋相关的动量分布。测量氚和^{3}He电致分裂的非极化遍举过程截面，可给出末态相互作用、介子交换流、三体力的作用，以及质子和中子形状因子的作用等信息。

1.1.5 电子探针：三个共振区

我们首先归纳一下前几节的讨论。当电磁探针作用于核系统，散射过程发生，核系统将产生某种特定的响应，这种响应随不同的能量转移和动量转移而变化，反映这种变化的函数关系称为核系统的响应函数（response function）。低能电子散射只涉及核基态（弹性过程）或低激发态（非弹性过程），相应地可以观测到总截面曲线上特定的共振结构。当调整动量转移和增加能量达到约 100 MeV 以上的区域，这时入射电子对应的虚光子可以与核内单个核子的独立粒子运动发生“共振”，以致这个处于特定轨道的核子被敲出核外。如前所述，人们对这个区域（“准弹性区”或“准自由区”）特别关注，是因为通过此可以了解核内单个核子的运动状态及其介质内的行为。当电子的能量继续增加，达到约 300 MeV 及以上区域，交换虚光子的能量足够高，使得可以把核内单个核子激发到 Δ 共振态，随后再衰变成一个核子和一个 π 介子。这种以 Δ 激发为特征的核响应很早就被观测到了。在以上提到的三个能区（图 1-3）：“弹性区”、“准弹性区”、“Δ 共振区”（亦称第一共振区），通过电子散射实验已经为人们认识原子核的内部结构和性质提供了丰富的数据，使人们逐步认识到原子核这个多核子系统的统一运动形态的不同侧面，如核壳层结构和集体运动形态等，以及核内的 NN 关联。众所周知，核子的结构和性质在很大程度上反映在核子激发态能谱中。当电磁探针的能量提高，参与反应过程的将不仅是 Δ 共振，还可以是比 Δ 共振能量高的其他共振态（亦称第二共振区）。如果能量再提高（如 1 GeV至 2 GeV），则核子谱上将呈现大量共振态（可达数十个），每个能级宽度可达数百 MeV，从而出现这些共振态叠加在一起的情况（亦称第三共振区）。因此，当使用高能电

磁探针在这个能区研究核子的激发谱时，理论上将遇到十分复杂的情况。最主要的一点在于，当能量 $E<$GeV 时，由强子自由度描写低能反应过程已很成功；当能量 $E>$GeV 时，由夸克-胶子自由度(微扰 QCD)描写高能反应过程也很成功，而在GeV 能量附近到底应该采取什么自由度？理论上(非微扰 QCD)和实验上(JLab)正在开展的许多研究课题都与此有关。例如，JLab 的GeV 能区实验 ^{2}H(e, e′p)n 及相应的理论分析[53—66]。

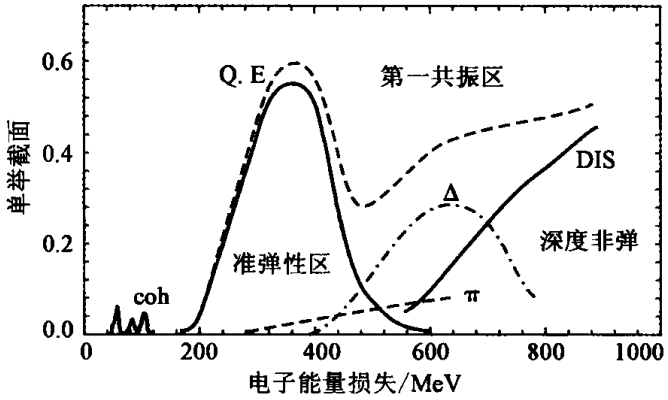


图 1-3　eA 散射的准弹性区和第一共振区
费米运动与核介质效应使共振峰变得平缓光滑，
横坐标是电子能量损失(不是入射电子能量)。

最后介绍一下 eA 散射的标度无关行为(scaling behavior)。很早就发现 eA 散射实验数据的标度无关行为[57, 58]，后来又提出超标度无关行为[59, 60]。近年来的相关研究受到关注。把实验截面(或响应函数)除以适当的单核子截面(包含质子和中子的贡献)，考察这样得到的约化截面与能量和动量转移的函数关系，就会发现某种标度行为。如果约化截面与动量转移无关，称为第一类标度无关行为；如果约化截面与核结构无关，称为第二类标度无关行为；如果上述两类标度无关行为同时存在，称为超标度无关行为。近年的兴趣集中在以下两方面，一方面是散射过程的唯象模型研究[61—64]；另一方面是结合核结构理论模型来研究 eA 散射截面超标度假定的适用性[65—75]。这些研究也由准弹性散射扩展到 Δ 共振区[76]。

1.1.6　电子探针：深度非弹性散射[77—83]

1. 深度非弹性散射基础(1)：核子结构函数

高能大动量转移 ($q^2 > q_0^2$) 情况下的电子散射称为深度非弹性散射(deep inelastic scattering, DIS)。在实验上只测量出射电子的过程称为单举过程(inclusive process)。在 DIS 过程中，出射电子的能量 E' 不是固定的，而是有一个能量范围，实验上测量双微分截面 $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E$，它与能量间隔 E 到 $E+\mathrm{d}E$ 发生散射的概率成正比，即

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'}=\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}\left[W_2(q^2,\nu)+2W_1(q^2,\nu)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]。\tag{1.17}$$

其中 E' 为出射电子的能量，两个结构函数 W_1 和 W_2 不仅与转移动量 q^2 有关，而且与散射前后电子损失的能量 ν 有关。W_1 和 W_2 有时也称为非弹性散射的形状因子。当角度 θ 较小时，上式右端第二项比第一项小得多，可以忽略不计，于是约化为

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} W_2(q^2, \nu)。 \tag{1.18}$$

满足洛伦兹不变性(Lorentz invariance)的运动学变量为

$$\begin{cases} Q^2 = -q^2 = 4EE'\sin^2\dfrac{\theta}{2}, \\ \nu = E - E' \end{cases} \tag{1.19}$$

$$\begin{cases} x = Q^2/(2m_{\mathrm{N}}\nu) \\ y = \nu/E \end{cases}。 \tag{1.20}$$

习惯上，采用后一组无量纲的独立变量 x 和 y 代替前一组变量 q^2 和 ν，并取如下的结构函数：

$$F_1 = m_{\mathrm{N}}W_1, \ F_2 = \nu W_2, \tag{1.21}$$

于是可将 DIS 过程的双微分截面表示为

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left[\left(1 - y - \frac{m_{\mathrm{N}}xy}{2E}\right)\frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2F_1(x, Q^2)\right]。 \tag{1.22}$$

其中 α 为精细结构常数。为探测核子内部的夸克结构，进行 DIS 实验需要满足两个基本的条件：①转移动量 $Q^2 \geqslant 1\ \mathrm{GeV}^2$；②不变质量 $M \geqslant 2\ \mathrm{GeV}$。第一个条件是为了保证交换的虚光子波长足够小，能够“看到”核子内部的夸克。光子波长 $\lambda = \hbar/p$，虚光子动量 p 与 Q^2 的关系为 $(cp)^2 = \nu^2 + Q^2$。当 $\nu > 2\ \mathrm{GeV}$ 时，总有 $\nu^2 \gg Q^2$，故有 $\lambda \approx \hbar c/\nu \propto x/Q^2$。即在给定的 x 值下，虚光子的波长与 Q^2 成反比。第二个条件是为了使散射末态发生在核子共振区以上，因为最重的核子共振态质量 $m_{\text{共振}} \approx 2\ \mathrm{GeV}$。如果只观测一个共振态，不观测 DIS，则有 $M = m_{\text{共振}}$。初态质子的四动量是 $p_{\mathrm{N}} = (m_{\mathrm{N}}, 0)$，转移四动量是 $q = (\nu, \boldsymbol{q})$。碰撞系统的不变质量 M 由下式确定：$M^2 = (p_{\mathrm{N}} + q)^2 = m_{\mathrm{N}}^2 + 2p_{\mathrm{N}} \cdot q - Q^2$。$M^2 = m_{\mathrm{N}}^2$ 对应于弹性散射，由上式有 $Q^2 = 2m_{\mathrm{N}}\nu$，即 $x = Q^2/2m_{\mathrm{N}}\nu = 1$。对于深度非弹性散射，$M^2 > m_{\mathrm{N}}^2$，故有 $0 < x < 1$。

2. 深度非弹性散射基础(2)：标度不变性

在实验上已对 DIS 截面进行了大量高精度的测量，从而定出结构函数随 Q^2 和 x 的变化。对各种固定 x 值的测量结果是，随着 Q^2 的增加，核子的结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 近似保持不变。这一现象称为标度不变性(scaling invariance)。两个结构函数 F_1 和 F_2 仅与无量纲的变量——比约肯变量(Bjorken variable)x 有关，并且当 Q^2 和 ν 非常大而 Q^2/ν 保持常数时，F_1 和 F_2 趋向有限值，这个值称为比约肯极限(Bjorken limit)。此

外，实验结果还表明，在 $Q^2 \geqslant 1\ \mathrm{GeV}^2$ 的条件下，两个结构函数 F_1 和 F_2 有如下近似确定的关系：

$$F_2(x) \approx 2xF_1(x)。\tag{1.23}$$

3. 深度非弹性散射基础(3)：部分子模型(parton model)

由实验观测到的 DIS 标度不变现象为质子内部结构提供了重要的启示。在大 Q^2 下有如下近似关系：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{DIS}} \approx C\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}。\tag{1.24}$$

其中 C 为常数，莫特散射截面是描述点粒子散射的。上式表明，在 ep 深度非弹性散射过程中，似乎被散射的是核子中的点状粒子，费恩曼称之为部分子(parton)，包括带电的部分子和中性部分子。后来人们认识到，带电的部分子就是夸克(quark)。既然入射电子(通过虚光子)打到质子内的单个夸克，而夸克作为点粒子没有激发态，那么所发生的散射必然是弹性散射，电子损失的能量 ν 转换成夸克的动能，即

$$\nu = \frac{Q^2}{2m_{\mathrm{q}}}。\tag{1.25}$$

此处 m_{q} 是夸克的有效质量(effective mass)。

4. 深度非弹性散射基础(4)：基本关系式

如前所述，既然 ep 深度非弹性散射(DIS)可以简单地看成是电子与质子内单个部分子的弹性散射，那么 DIS 截面应等于弹性散射截面之和(非相干求和)，对此可用 QCD 来进行计算。这类计算在一种特殊的参考系中进行最为简便，即以非常高的速度运动的参考系。这种参考系中的质子具有非常大的动量 p_{N}，质子内的各种发射和吸收过程会变慢(时间延迟)，看到的瞬时“拍照”的质子像是一团自由的部分子，每个部分子携带的动量是质子动量 p_{N} 的一部分。设被散射的部分子携带的动量为 ξp_{N}，ξ 表示所占的比例份额($0<\xi<1$)。被击中的部分子的动量为($\xi p_{\mathrm{N}}+q$)，由相对论关系给出$(\xi p_{\mathrm{N}}+q)^2=m_{\mathrm{q}}^2$，$m_{\mathrm{q}}$ 是部分子的质量。由于 p_{N} 和转移动量 q 都非常大，因而 m_{q}^2 项可以忽略不计，于是有 $\xi^2 p_{\mathrm{N}}^2+2\xi p_{\mathrm{N}}\cdot q=Q^2$。再利用相对论关系，$p_{\mathrm{N}}^2=m_{\mathrm{N}}^2$($m_{\mathrm{N}}$ 为质子质量)，由于它也远小于 Q^2，从而 $\xi=Q^2/(2p_{\mathrm{N}}\cdot q)$。这个关系式满足洛伦兹不变性，在实验室系中也成立。这时 $p_{\mathrm{N}}=(m_{\mathrm{N}},\ 0,\ 0,\ 0)$，$q=(\nu,\ 0,\ 0,\ \sqrt{\nu^2-q^2})$，于是 $p_{\mathrm{N}}\cdot q=m_{\mathrm{N}}\nu$，$\xi=Q^2/(2m_{\mathrm{N}}\nu)$。与(1.20)式比较可知，$\xi$ 与标度变量 x 是等同的，这是部分子模型的一个重要结果。另外，部分子的质量 m_{q} 与质子质量 m_{N} 也有简单关系。部分子的四动量为 $\xi p_{\mathrm{N}}=(\xi E,\ \xi \boldsymbol{p}_{\mathrm{N}})$，故

$$m_{\mathrm{q}} = \sqrt{(\xi E)^2-(\xi \boldsymbol{p}_{\mathrm{N}})^2} = \xi m_{\mathrm{N}}。\tag{1.26}$$

下面对部分子模型的基本关系式作简化讨论。设第 i 个部分子携带动量在 $\xi\sim\xi+\mathrm{d}\xi$

之间的概率为 $f_i(\xi)\mathrm{d}\xi$，对质子内全体部分子的所有可能的 ξ 值的权重求和应为满足

$$\sum_i \int_0^1 \xi f_i(\xi)\mathrm{d}\xi = 1, \tag{1.27}$$

其中 $f_i(\xi)$ 称为部分子的动量分布函数。

对于发生在点状部分子上的弹性散射，可以使用罗森布卢特公式，即(1.3)式，但需注意以下几点。

第一，(1.3)式中出射电子的能量是固定的，而在 DIS 过程中出射电子的能量 E' 是可变的。为保证(1.3)式适合于部分子散射的情况，可利用 δ 函数将其改写为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} \left[\frac{4m_q^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m_q^2 + Q^2} + \frac{Q^2}{4m_q^2} 2G_M^2 \tan^2\frac{\theta}{2}\right] \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_q}\right), \tag{1.28}$$

这里将三维动量 $|\boldsymbol{q}|^2$ 换为 Q^2，以便与 DIS 的截面公式(1.17)式比较。

第二，部分子作为点粒子，其弹性散射形状因子 $G_E = G_M = 1$，因此，上式可化为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} \left[\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_q}\right) + \frac{Q^2}{2m_q^2}\tan^2\frac{\theta}{2}\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_q}\right)\right]。 \tag{1.29}$$

第三，在(1.3)式中 $(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega)_{\mathrm{Mott}}$ 包含的质子电荷 e^2 现在应改为 $(e_q e)^2$，此处 e_q 是以 e 为单位的夸克-部分子的电荷。比较上式与(1.17)式中方括号内相应的项，可得夸克-部分子的结构函数

$$W_2^q = e_q^2 \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_q}\right),\ 2W_1^q = e_q^2 \frac{Q^2}{2m_q^2}\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_q}\right)。 \tag{1.30}$$

利用(1.13)式以及 δ 函数的性质 $\delta(ax) = \delta(x)/a$，(1.30)式可进一步表述为

$$\nu W_2^q = e_q^2 \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2\xi m_N \nu}\right),\ m_N W_1^q = e_q^2 \frac{1}{2\xi^2}\frac{Q^2}{2m_N\nu}\delta\left(1 - \frac{Q^2}{2\xi m_N\nu}\right)。 \tag{1.31}$$

将部分子的结构函数 W_2^q 以其动量分布函数 $f_i(\xi)$ 为权重对 ξ 积分，并对所有部分子求和，就得到了质子的结构函数 W_2，

$$\begin{aligned} F_2 = \nu W_2 &= \int_0^1 \sum_i e_i^2 f_i(\xi)\delta\left(1 - \frac{Q^2}{2\xi m_N\nu}\right)\mathrm{d}\xi \\ &= \sum_i e_i^2 \int_0^1 f_i(\xi)\delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right)\mathrm{d}\xi。 \end{aligned} \tag{1.32}$$

上面已利用了运动学变量 $\dfrac{Q^2}{2m_N\nu} = x$。如前所述，质子的结构函数只是变量 x 的函数。上式只有在 $\xi = x = \dfrac{Q^2}{2m_N\nu}$ 的情况下才能表述为

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x)。 \tag{1.33}$$

采用类似的方法可得，

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 f_i(x)。 \tag{1.34}$$

可以看出，质子内部分子携带动量的比例份额 ξ 等同于 DIS 过程中与交换虚光子相联系的运动学变量 x(比约肯变量或标度变量)，这是部分子模型的关键所在。也就是说，只有运动学变量为 $x=\xi$ 的虚光子才能被携带动量比例份额为 ξ 的部分子吸收。正是(1.32)式中的 δ 函数把这两个不同的物理变量等同起来。下面将仅使用变量 x，它具有上述的双重意义。

比较(1.33)式和(1.34)式，可以将两个结构函数之间的关系表示为

$$F_2(x) = 2xF_1(x)。 \tag{1.35}$$

我们称上式为卡伦-格罗斯关系(Callan-Gross relation)，它与实验结果一致。以上三式是由部分子模型得到的基本关系式。

5. **深度非弹性散射基础(5)：动量分布函数**

与 DIS 实验数据有直接联系的核子内的部分子的动量分布函数 $f_i(x)$也称为夸克的动量分布函数，对于不同味的夸克它是不同的。我们只考虑三种味的价夸克(valence quark)u_v、d_v、s_v 和海夸克(sea quark)对$\bar{u}_s u_s$、$\bar{d}_s d_s$、$\bar{s}_s s_s$。为表述方便，核子内夸克 u 和反夸克$\bar{u}$的动量分布函数$f_u(x)$和$f_{\bar{u}}(x)$分别记为 $u(x)$和$\bar{u}(x)$，其余类推。利用(1.33)式，对于 ep 散射和 en 散射的 DIS 过程(u、d、s 夸克的电荷数 e_i 分别为$\frac{2}{3}$、$-\frac{1}{3}$、$-\frac{1}{3}$)，可以得到

$$\begin{aligned}\frac{F_2^{ep}(x)}{x} = &\left(\frac{2}{3}\right)^2[u^p(x)+\bar{u}^p(x)]+\left(\frac{1}{3}\right)^2[d^p(x)+\bar{d}^p(x)]\\ &+\left(\frac{1}{3}\right)^2[s^p(x)+\bar{s}^p(x)],\end{aligned} \tag{1.36a}$$

$$\begin{aligned}\frac{F_2^{en}(x)}{x} = &\left(\frac{2}{3}\right)^2[u^n(x)+\bar{u}^n(x)]+\left(\frac{1}{3}\right)^2[d^n(x)+\bar{d}^n(x)]\\ &+\left(\frac{1}{3}\right)^2[s^n(x)+\bar{s}^n(x)]。\end{aligned} \tag{1.36b}$$

由于质子 p 与中子 n 的同位旋对称性(isospin symmetry)(p＝uud，n＝udd)，因而交换 u、d(从而交换 p、n)时夸克的动量分布应当不变，故可定义下列关系式：

$$\begin{aligned}u^p(x) &= d^n(x) \equiv u(x),\\ d^p(x) &= u^n(x) \equiv d(x),\\ s^p(x) &= s^n(x) \equiv s(x)。\end{aligned} \tag{1.37}$$

每种味夸克的动量分布，既有价夸克的贡献，也有海夸克的贡献，即

$$\begin{aligned} u(x) &= u_v(x) + u_s(x), \\ d(x) &= d_v(x) + d_s(x), \\ s(x) &= s_v(x) + s_s(x)。 \end{aligned} \tag{1.38}$$

在一级近似下，可以假定所有海夸克的贡献是相同的，即

$$u_s = \bar{u}_s = d_s = \bar{d}_s = s_s = \bar{s}_s = S(x), \tag{1.39}$$

于是可得到

$$\frac{F_2^{ep}(x)}{x} = \frac{4}{9}u_v(x) + \frac{1}{9}d_v(x) + \frac{4}{3}S(x), \tag{1.40a}$$

$$\frac{F_2^{en}(x)}{x} = \frac{1}{9}u_v(x) + \frac{4}{9}d_v(x) + \frac{4}{3}S(x)。 \tag{1.40b}$$

上式中的因子(4/3)来自六种海夸克 e_i^2 之和，以上二式相减可得

$$F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x) = \frac{x}{3}[u_v(x) - d_v(x)]。 \tag{1.41}$$

于是，通过实验测量 $[F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x)]$，可以确定质子内 u、d 价夸克动量分布函数之差。对有关大 Q^2 的 DIS 实验结果的分析给出：(1)质子中 u 夸克的贡献是主要的；(2)反夸克的贡献主要在 $x<0.2$ 的小 x 区，并且 $\bar{d}(x)$ 与 $\bar{u}(x)$ 明显不同；(3)质子(或中子)内价夸克的贡献占绝对优势；(4)海夸克的贡献主要在小 x 区。

6. **深度非弹性散射基础(6)：胶子的贡献**

以上讨论只涉及价夸克和海夸克，并未涉及胶子(gluon)，因为在大 Q^2 的 DIS 实验中，电磁探针“看”不到核子内不带电的胶子。事实上，核子内的胶子 g 也应携带质子动量 p_N 的一部分，设其比值为 $\zeta_g = p_g/p_N$。(令 $\xi = x$)，于是(1.14)式应写成

$$\int_0^1 x[u(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + d(x) + s(x) + \bar{s}(x)]dx + \zeta_g = 1。 \tag{1.42}$$

将 $F_2^{ep}(x)$ 和 $F_2^{en}(x)$ 的实验数据分别对 x 积分，并利用(1.36a)式和(1.36b)，可得

$$\begin{aligned} \int_0^1 F_2^{ep}(x)dx &= \frac{4}{9}\zeta_u + \frac{1}{9}\zeta_d = 0.18 \\ \int_0^1 F_2^{en}(x)dx &= \frac{1}{9}\zeta_u + \frac{4}{9}\zeta_d = 0.12 \end{aligned} \tag{1.43}$$

其中 $\zeta_u \equiv \int_0^1 x[u(x) + \bar{u}(x)]dx$，$\zeta_d \equiv \int_0^1 x[d(x) + \bar{d}(x)]dx$ 分别对应于 u、$\bar{\mathbf{u}}$夸克和 d、$\bar{\mathbf{d}}$ 夸克所携带的动量。由于核子内奇异夸克所携带的动量很小，因而可以忽略。利用(1.42)式，最后得到

$$\zeta_u = 0.36，\zeta_d = 0.18，\zeta_g = 0.46。 \tag{1.44}$$

可见，虽然核子内的胶子并未参与 DIS 过程中的电磁相互作用，但它竟携带近一半的核子动量。这些简单的唯象分析的结果与微扰 QCD 的计算结果一致。

7. 深度非弹性散射初步综述

近四分之一世纪以来，已完成大量高能电子深度非弹性散射实验，这些实验数据不仅有助于揭示核子内部结构的奥秘(第 2 章)，而且有助于研究原子核内的介质效应所引起的强子性质的变化(第 3 章)。

在理论研究方面，由于电子与核子间的电磁相互作用比核子间的强相互作用弱得多，通常采用玻恩近似(Born approximation)和单光子交换近似来计算电子散射截面是合理的，并且采用这些近似后电子散射截面的表达式变得较简单。前面已经提及，散射截面通常用响应函数来表示，响应函数又可通过强子张量来表示。由于强子张量描述靶核的状态跃迁，所以从响应函数中可以获得核结构信息。实验上可以实现横向响应函数与纵向响应函数的分离，从而可以得到更多有关核系统的信息。

对于用极化电子探针探测核子结构的情形，核子内部结构可以唯象地由部分子分布函数(the parton distribution functions)来表示[84—89]，它反映了部分子处于核子内一定状态的概率。定义三种基本的夸克分布，一是夸克数密度(the quark number density)，可高精度测量；二是螺旋度分布(the helicity distribution)，可在纵向极化靶上测量；三是横向度分布(the transversity distribution)，它反映处于横向极化核子内的夸克的二种自旋取向(与核子自旋平行或反平行)概率之差。相关的实验工作在德国电子同步加速器实验室(DESY)的 HERA 加速器进行，从 HERA-Ⅰ到 HERA-Ⅱ，已取得大量高精度数据，特别是小 x 区($x\leqslant 0.01$)数据。另外，当代高精度的 ep 深度非弹性散射数据要求理论分析尽可能考虑到各种不可忽视的修正，例如辐射修正(radiative correction)[90, 91]、夸克质量修正[92, 93]、靶质量修正[94]等等。近期研究扩展到三体系统。

1.1.7　电子探针：EMC 效应

以上的深度非弹性散射都是对自由核子讨论的。我们容易想到，对于束缚在原子核内的核子，其 DIS 结构函数 $F_2^{\mathrm{A}}(x)$ 应该等于自由质子和自由中子结构函数的加权平均。设由 A 个核子组成的原子核内有 Z 个质子和 N 个中子，于是有

$$F_2^{\mathrm{A}}(x) = [ZF_2^{\mathrm{p}}(x) + NF_2^{\mathrm{n}}(x)]/A。 \tag{1.45}$$

若把氘核的结构函数记为 $F_2^{\mathrm{D}}(x)$，则应有

$$R(x) \equiv F_2^{\mathrm{A}}(x)/F_2^{\mathrm{D}}(x) \approx 1。 \tag{1.46}$$

然而，有关轻子-原子核的大量 DIS 实验发现，实际结果与上述预期的结果十分不同。这一出人意料的现象称为 EMC 效应(EMC effect)，是 1983 年以最早发现这一效应的欧洲 μ 子实验组(European muon collaboration, EMC)命名的。后来的一系列实验进一步证实和深化了 EMC 效应[95, 96](详见第 3 章)。图 1-4 是用不同轻子对 $A=55$ 的 Cu

核和 Fe 核实验结果的综合。一般趋势是，当 x 很小时，比值 R 明显小于 1；当 $0.1<x<0.3$ 时，R 略大于 1；当 $0.3<x<0.8$ 时，R 值又小于 1；当 $x\to 1$ 时，R 值呈上升趋势。如何对这些新现象给出合理的物理解释，特别是小 x 区（海夸克贡献重要），成为很活跃的研究领域。在中大 x 区，核效应主要被解释为束缚和费米运动机制，加上可能的核子内部修正[97]。在小 x 区，观测到结构函数的重叠，称为核阴影效应（nuclear shadow effect），它可被理解为源于虚光子的类夸克-反夸克态的多次散射[98]。文献[99]把原子核的结构函数表示为原子核谱函数与核子结构函数的卷积来分析 EMC 效应。文献[100]系统评述了 EMC 效应发现后迄今的 20 余年里，实验上和理论上的新进展及存在的问题。最近，文献[101]在统计模型下对 EMC 效应提出了一种合理的解释。文献[102－104]讨论了极化 EMC 效应，文献[105]讨论了同位旋矢量 EMC 效应（isospin vector EMC effect）。较详细的讨论（特别是关于 EMC 效应发现过程与理论解释）见第 3 章。

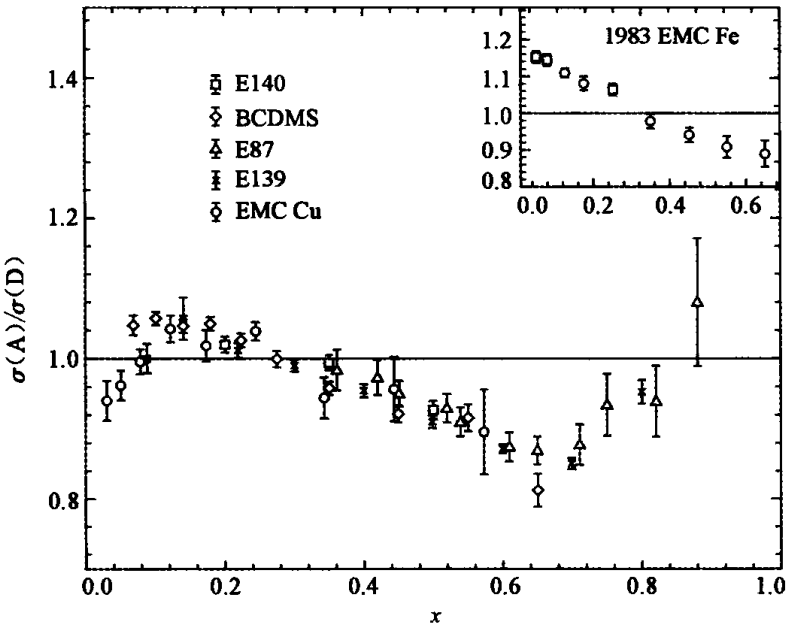


图 1－4　EMC 效应实验结果　不同轻子对 Cu 核和 Fe 核实验结果的综合[66]，当 x 很小时，比值 R 明显小于 1；$0.1<x<0.3$ 时，R 略大于 1；$0.3<x<0.8$ 时，R 值又小于 1；$x\to 1$ 时，R 值呈上升趋势。右上方小图是 1983 年首次发现的数据[65]。

1.1.8　极化电子探针[106—109]

当入射电子的能量增加到深度非弹性散射区域，靶质子引起的散射截面可以与质子自旋联系起来。我们知道，质子自旋为 1/2，这个数值理应由其内部的夸克自旋（quark spin），胶子自旋（gluon spin），夸克轨道角动量和胶子轨道角动量的总和所贡献。

另一方面，核子有很大的反常磁矩表明，它并不是简单的自旋为 1/2 的狄拉克粒子

(Dirac particle)。属于重子多重态的各重子磁矩的实验值与 SU(3) × SU(2) 对称的夸克-部分子模型(quark-parton model)预言值近似一致,这是对朴素夸克模型方法的重要支持。然而,关于核子的自旋结构(spin structure)的预言是比约肯求和规则(Bjorken sum rule)与埃利斯-贾菲求和规则(Ellis-Jaffe sum rule),这些求和规则在夸克模型建立以后的头 20 年里并未获得实验上的认可。1987 年 EMC 合作组发表了质子自旋结构函数(spin structure funciton)及其一次矩(埃利斯-贾菲求和)的实验测量结果,实验与理论的明显偏离使基于夸克-部分子模型对核子自旋结构的理解成了问题。这引起了广泛的关注、争论,以及实验和理论两方面的进一步探讨。

之后,斯坦福直线加速器中心(SLAC),欧洲核子研究中心(CERN)和德国电子同步加速器(DESY)进行了一系列新的自旋实验,很快就发展了低强度高极化度的 μ 子束,高强度低极化度的电子束,SLAC 电子束极化度可达 80%。进行了不同极化电子探针(polarized electron probe)(极化入射束、极化靶)的单举和半单举测量,后者指检测末态强子同时与被散射的轻子进行符合测量。这些 ep 深度非弹实验的结果给出:质子内部的夸克仅携带质子自旋的 30%(见 1.1.9),远小于相对论组分夸克(constituent quark)模型的理论预言(60%),这称为"质子自旋危机"(proton spin crisis)。这一发现引起理论家和实验家的不懈关注,因为这关系到人们对强子内部结构的认识是否正确。据统计,自那时以来,有关此专题的理论研究的论文早已超过 1 000 篇。人们对质子自旋结构的所达到的共识是,核子内全部夸克自旋仅贡献了核子自旋的一部分,其余部分贡献应来自胶子自旋,以及在核子内高速运动的夸克和胶子的轨道角动量。

最近几年,探测质子自旋结构的实验工作一直在进行(详见第 2 章),但进展并不乐观。JLab 和 DESY 实验观测结果表明:(1)质子内的 u 夸克自旋平行于质子极化方向,d 夸克自旋与质子极化方向反平行;(2)质子内海夸克对质子自旋贡献极小;(3)相对论重离子对撞机(RHIC)实验指出,质子内胶子的极化相当小。这三种贡献的总和趋于零。总之,实验结果比理论预期相差更大了。有人甚至认为出现了第二次"质子自旋危机"。不过这种情况将促进关于质子内部组成对质子自旋贡献的各种新理论设想。理论考虑的焦点似乎是,我们对夸克、胶子轨道角动量的理解是否正确。理论要得到实验确认,尚需更多工作,特别是在当前新测量数据仍不完备的情况下。

1.1.9　极化电子探针:不对称性

下面简要介绍一下不对称性(asymmetry)和极化结构函数(polarization structure function)。在 DIS 实验中,电子自旋可以与靶自旋平行(↑ ↑)或反平行(↑ ↓)。对于沿入射方向纵向极化(longitudinal polarization)的靶质子,实验测量的是下述截面的比值,即

$$\left[\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'}(\uparrow\uparrow)-\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'}(\uparrow\downarrow)\right]\Big/\left[\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'}(\uparrow\uparrow)+\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'}(\uparrow\downarrow)\right]\equiv A_1。\quad (1.47)$$

A_1 称为不对称性。将上式的分子简记为 $\sigma(\uparrow\uparrow-\uparrow\downarrow)$，则有

$$\sigma(\uparrow\uparrow-\uparrow\downarrow)=\frac{4\alpha^2E'}{Q^4E}[(E+E'\cos\theta)m_NG_1-Q^2G_2]。\tag{1.48}$$

在比约肯极限下，极化结构函数 g_1 和 g_2 为

$$g_1=m_N^2\nu G_1,\ g_2=m_N\nu^2G_2。\tag{1.49}$$

根据极化结构函数数据，应该可以研究质子的自旋有多少是由夸克提供的，有多少是由胶子所提供的，有多少来自轨道角动量。在初期研究中，人们将无量纲的 g_1 和 g_2 与部分子模型联系起来，即

$$g_1(x)=\frac{1}{2}\sum_i e_i^2[f_i^+(x)-f_i^-(x)],\tag{1.50}$$

其中 $f_i^+(x)$和 $f_i^-(x)$是质子内夸克动量分布函数，+、−号分别对应夸克自旋与核子自旋平行或反平行。则上述实验测量的不对称性 A_1 直接与结构函数 g_1 和 F_1 相联系

$$A_1(x)=g_1(x)/F_1(x),\tag{1.51}$$

进而联系着 $[f_i^+(x)-f_i^-(x)]\equiv\Delta q_i(x)$。$\Delta q_i(x)$作为 x 的函数可以认为是质子内第 i 味夸克的自旋分布(包括正反夸克)，对 x 积分后可给出第 i 味夸克对核子自旋的贡献，即

$$\Delta q_i=\int_0^1[\Delta q_i(x)+\Delta\bar{q}_i(x)]\mathrm{d}x。\tag{1.52}$$

对 u、d、s 三种味，Δq_i 分别记为 Δu、Δd 和 Δs，由 DIS 极化结构函数的测量数据可定出

$$\Delta u=0.84\pm0.04,\ \Delta d=-0.42\pm0.04,\ \Delta s=-0.09\pm0.04,\tag{1.53}$$

由此得出夸克自旋对质子自旋的总贡献为

$$\Delta\sum=\sum_i\Delta q_i=\Delta u+\Delta d+\Delta s=0.33\pm0.08,\tag{1.54}$$

即质子自旋只有约 30%是由夸克贡献的。这就是上节提到的“质子自旋危机”。

1.1.10 核内核子的电磁形状因子

JLab 的实验测量到，不仅束缚核子的结构函数与自由核子的 EMC 效应不同，而且束缚核子的电磁形状因子也与自由核子的不同[110]。假定核介质效应由夸克-介子耦合模型描述，核子由云袋模型(cloud bag model)描述，文献[111－112]计算了核介质效应引起的束缚核子电磁形状因子(与自由核子的电磁形状因子之比)随核密度的变化，以及随不同有限核的变化，较好地解释了实验结果。

§1.2　光子探针

1.2.1　光子探针简史

早期光核反应的实光子探针(photon probe)是利用某些原子核 γ 衰变放出的能量不高的 γ 射线(低于 5 MeV)。能量稍高的 γ 射线来自质子-核反应、正电子湮没过程以及电子加速器产生的韧致辐射(bremsstrahlung)。能量较低的光子一般只能把原子核激发到分立能级,发生共振散射,其截面呈分立的峰值。能量大一些的光子能将核激发到更高的能级,放出中子、质子、α 粒子或引起重核的光致裂变(photofission),反应截面随光子能量而连续变化并出现宽的峰值(对轻核在 20 MeV 左右,对重核在 13 MeV 左右),称为巨偶极共振。能量在 25 MeV 以上的光子能同核发生电四极作用。当光子能量超过 50 MeV 时,其波长已小于原子核半径,主要的吸收机制是所谓准氘核效应,即光子被核内一对质子中子吸收,类似于氘核光致分裂。能量超过 150 MeV 的光子能够同核作用而产生 π 介子。

上述两种光子源的强度弱、能量低,而且只有几种特定的类型。用各种电子加速器提供的 1～10^4 MeV的高能电子来轰击靶,由韧致辐射获得同等能量的光子,这是当前主要类型的光子源。这种光子源的强度大、能量高且各种能量都有。用光子探针探测最简单的核多体系的例子是氘核光致分裂:γ＋D→N＋p。对低能光子,主要耦合到长程核力交换粒子——π 介子,能量稍高的光子则耦合到较重的介子(图 1－5)。这些可由传统的介子交换模型描述。在非常高的光子能量下,光核反应的机制可方便地由微扰 QCD 描述。然而值得关注的是,在不很高的 GeV 能区(例如 1～5 GeV),传统的介子交换模型和微扰 QCD 理论都不适用,各种非微扰 QCD 理论正在发展。人们对 GeV 能区特别感兴趣的原因还在于,物质的强子图像与夸克图像的过渡正是发生在这个能区。GeV 能区的

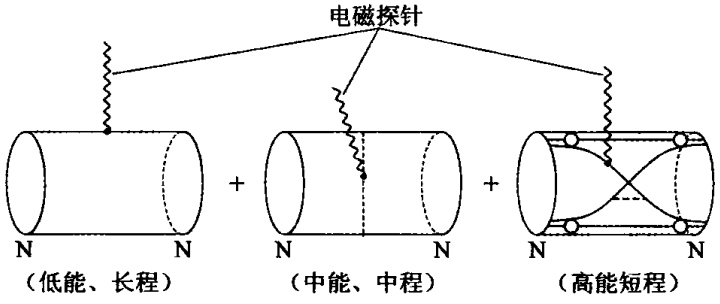


图 1－5　由电磁探针探测二核子系统(NN)示意图　电磁探针耦合到二核子间的交换粒子,低能探针主要耦合到长程核力交换粒子——π 介子,中能探针主要耦合到中程核力交换粒子——σ 介子,高能探针主要耦合到短程核力交换粒子——夸克和胶子。

电磁探针实验已在 CEBAF 上进行，包括氘核光致分裂：$\gamma + D \rightarrow N + p$[113—116]，以及 4 GeV 入射电子大动量转移（$Q^2 = 1 \sim 7\,GeV^2$）与各种核散射的单举测量[117]。在第 4 章将有选择地较详细介绍有关高能光子探针的几个专题，包括核阴影效应、核德雷尔-颜过程（nuclear Drell-Yan process）和 J/Ψ 光生反应（J/Ψ photoproduction reaction）等。

这里还应该提及光核反应的 GRC 会议（The Gordon research conferences），它是由美国约翰·霍普金斯大学的戈登（N. E. Gordon）教授于 1931 年发起组织的，专门研讨有关光核反应国际前沿问题的学术会议，每年举办一次，为该领域的发展起到了积极的推动作用，包括约 100 MeV 到几 GeV 能区电磁探针对核系统的实验和理论研究进展。

1.2.2 光核反应中的核介质效应

核介质效应（in-medium nuclei effect）不仅明显表现在 EMC 效应上，也表现在光核反应中观测量的核介质修正。汇总历年光吸收的实验数据，把质子、氘核、较重靶核（从 Li 核到 Pb 核）平均光吸收截面的激发函数[118—120]总结在图 1-6 中。从图中可看到两个共振结构，第一个是由 Δ(1232) 激发引起的；第二个是核子共振 $P_{11}(1440)$，$D_{13}(1520)$ 和 $S_{11}(1535)$ 叠加而成的。但是，在核数据中看不到第二个共振峰。费米运动（Fermi motion）肯定会使共振结构展宽，但无法解释共振完全消失。核介质效应如何引起共振完全消失尚需深入研究。另外，MAMI 实验室采用 ^1H，^{12}C 和 Pb 三种靶核研究了 $A(\gamma, \pi^0\pi^0)$ 反应，也发现了明显的核介质效应。

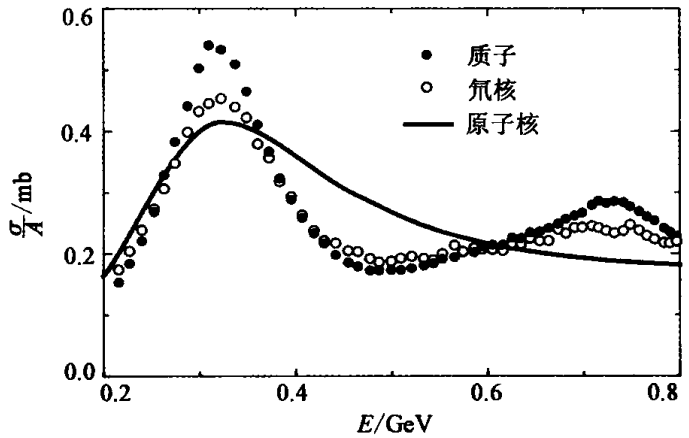


图 1-6 质子、氘核、较重靶核平均光吸收截面的激发函数[118—120]

一般而言，在原子核内的强子，其性质会不同于在自由空间的情形。在核介质内，强子性质可能改变，这种核介质效应会表现在不同方面，如核内核子共振态的寿命和衰变宽度等将不同于自由空间的核子共振态。至于核介质的本质与根源仍是值得深入研究的课题。核介质效应的来源可能与核物质内夸克禁闭的部分解除有关，也可能与核物质内手征对称性的部分恢复有关。

由于光子在核内有较强的穿透本领，平均穿透的有效密度高，因而易于感受到核介质效应，所以光生反应有利于研究核介质效应。

§1.3　研究现状

1.3.1　关于电子探针与核子形状因子问题

用电子探针来研究核子的电磁形状因子，近年来这方面最新进展的较全面总述可参见文献[121]。在利用纵向极化电子束和液氘靶精确测量中子的电形状因子方面[122]，在确定核子 N 至 Δ 轴跃迁形状因子方面[123]，在解释由极化转移法测得的质子的电、磁形状因子比和由罗森布卢特分离法测得的电、磁形状因子比的明显差别方面，在电子弹性散射中双光子交换修正的作用方面[124]，在低 Q 区和高 Q 区电子弹性散射中夸克-强子的定域二重性和整体二重性方面[125]的兴趣扩展到研究强子的变形和几何形状，并以此专题于 2006 年在希腊举行了国际会议[126]。已完成的实验为核子形变提供了有力的证据。在理论上已由德国 Tuebingen 组的洛伦兹协变手征夸克模型(chiral quark model)[127]给出了合理的解释。按照这个模型，通过洛伦兹协变手征有效拉格朗日量(effective Lagrangian)，其核子内的组分夸克环绕着赝标介子云。作为夸克层次的手征微扰论，它可以自动包含核子的全部激发态。

1.3.2　关于 eA 的准弹性散射过程

这方面研究的最新总结可见文献[128]。近几年利用 JLab 完成的少体核电子准弹性过程的精细实验测量数据[129—131]，如 $^3\mathrm{He}(e, e'p)(pn)^2\mathrm{H}$ 和 $^4\mathrm{He}(e, e'p)^3\mathrm{H}$ 过程微分截面和左右不对称性测量数据，进一步研究质子在核介质内的传播以及核内核子的短程关联，已取得不少新成果[132—134]。通过电子探针研究原子核单举过程中准弹性散射和单 π 产生机制(相应的入射电子能区为 0.7～1.2 GeV)，现有的理论已能解释包括 Δ 产生和非共振 π 产生的较宽能区[135]。此外，还可以在相对论冲量近似下研究了 eA 准弹性散射标度性和超标度性，以及末态相互作用的影响[136, 137]。对于 eA 准弹性散射双核子敲出的过程的研究可以进一步提取核内 NN 短程关联的信息[138, 139, 140]。

§1.4　电磁探针展望

半个多世纪以来，电磁探针一直是提取原子核或核子内部信息的最重要工具。这是由电磁探针本身具有的清洁性、易控性等优点所决定的。这些优越性是强相互作用探针(strong interaction probe)和弱相互作用探针(weak interaction probe)所无法比拟的。这些优越性在今后有继续保持和发展的趋势。这里仅举出几个例子，予以简要介绍。

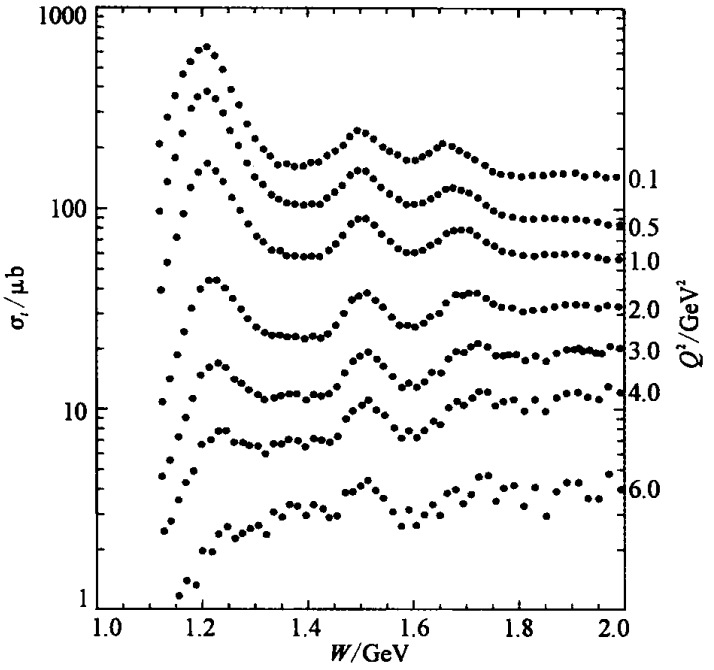


图 1-7　ep 准弹性散射总截面最低的 3 个共振峰　横轴是不变质量 W，右侧纵轴为动量转移平方。

(1) JLab 能量升级到 12 GeV

电磁探针新发展的第一个例子是 JLab 的高性能加速器 CEBAF 即将由原来的 6 GeV升级至 12 GeV，这不仅将现有的电子束流能量加倍，而且新设备将具有比目前高得多的精度。这将提供新的研究机会，可以探索深层次的物理课题。研究目标主要是价夸克的内涵和作用，研究强子内胶子激发和色禁闭的起因，研究核子是如何由夸克和胶子构成的，等等。

(2) 电子-离子对撞机(EIC)

电磁探针新发展的第二个例子是电子-离子对撞机(electron-ion collider，EIC)。EIC 是上述 JLab 的 12 GeV 升级和 RHIC Ⅱ 升级(研究目标主要是使相对论重离子对撞机 RHIC 发现的热密物质的研究更完善)的综合和自然发展。EIC 的研究目标主要是核子与核内的胶子。宇宙中约 98%的可见物质质量可归结到强相互作用，胶子作为强相互作用的传播媒介起着主导作用。然而，人们迄今仍很不了解强子物质内胶子的性质。可以说，EIC 的高能电子探针的功能将像高性能的胶子显微镜。由于人们已非常清楚了解高能电子与夸克的电磁相互作用，在此基础上可以研究胶子分布，可以用来以很高精度分辨核内夸克分布随动量转移的微小变化。EIC 有不同的设计方案，方案之一是 eRHIC 方案，就是在原来的离子对撞机 RHIC 设备旁边再建一个电子对撞机，使电子贮存环与离子贮存环相交叉，并使电子束与离子束在交叉点相遇发生 eA 碰撞。对于 ep 碰撞，电子-质子质心系(center-of-mass system)能量范围为 30～100 GeV，亮度为 10^{32}～$10^{34}\,\mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}$(参见图 1-8)。

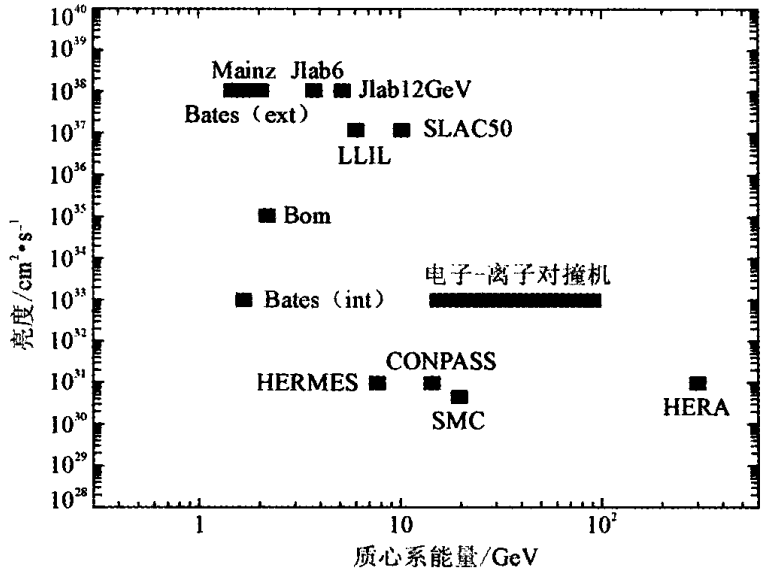


图 1－8　拟议中的电子-离子对撞机(EIC)与其他轻子散射装置的比较　横坐标表示质心系能量，纵坐标表示亮度。

(3) 上海实光子源(SLEGS)

最后要提及的电磁探针的新进展，是上海光源将扩建成上海激光电子伽玛源(SLEGS)，它将是能量为 0.2～0.87 GeV 的单色实光子源，相应的波长为 0.8～0.2 fm。所提供的光子探针将是近连续能量的、较高强度的和近 100%线极化或圆极化的实光子束。SLEGS 的研究目标是非微扰 QCD 物理，特别是通过光核反应(γA 和 γp)研究核力中短程过渡区内(0.2～0.8 fm)的核子及其共振态的夸克-胶子结构，为检验和发展非微扰 QCD 理论提供实验依据。此外，还将有广泛的应用性研究。

参考文献

[1] Boffi S, Giusti C, Pacat F D, et al. Electromagnetic Response of Atomic Nuclei. Oxford: Oxford University Press, 1996.

[2] Walecka J D. Electron Scattering for Nuclear & Nucleon Structure. Cambridge: Cambridge University Press, 2001.

[3] Richter A. Nucl Phys A, 1993,553:417c.

[4] Perdrisat C F, et al. Prog in Part and Nucl Phys, 2007,59:694.

[5] Kohl M. Nucl Phys A, 2008,805:361c.

[6] Carlson C E, Vanderhaeghen M. Ann Rev Nucl Part Sci, 2007,57:171－204.

[7] Blunden P G, Melnitchouk W, Tjon J A. Phys Rev Lett, 2003,91:142304.

[8] Kondratyuk S, et al. Phys Rev Lett, 2005,95:172503.

[9] Kondratyuk S, Blunden P G. Phys Rev C, 2007,75:038201.

[10] Kohl M. Nucl Phys A, 2008,805:361c.

[11] Dong Y B, et al. Phys Rev C, 2006,74:064006.

[12] Carlson C E, Vanderhaeghen M. Ann Rev Nucl Part Sci, 2007,57:171.
[13] Alberico W M, et al. Phys Rev C, 2009,79:065204.
[14] Miller G A. Phys Rev C, 2009,80:045210.
[15] Plaster B, et al. Phys Rev C, 2006,73:025205.
[16] Alexandrou C, et al. Phys Rev Lett, 2007,98:052003.
[17] Bodek A, et al. Eur Phys J C, 2008,53:349 - 354.
[18] De Forest T. Nucl Phys A, 1983,392:232.
[19] Anghinolfi M, et al. Nucl Phys A, 1996,602:405.
[20] Boffi S, et al. Phys Rept, 1993,226:1.
[21] Donnelly T W, et al. Ann Phys, 1986,169:247.
[22] Amaro J E, et al. Nucl Phys A, 2002,697:388.
[23] Benhar O, Day D, Sick I. Rev Mod Phys, 2008,80:000189.
[24] http://faculty. virginia. edu/qes-archive/index. html.
[25] Heimlich F H, Kobberling M, Moritz J, et al. Nucl Phys A, 1974,231:509.
[26] Whitney R R, Sick I, Ficenec J R, et al. Phys Rev C, 1974,9:2230.
[27] Heimlich F H, Kobberling M, Moritz J, et al. Nucl Phys A, 1974,231:509.
[28] Benhar O, Fabrocini A, Fantoni S, et al. Eur Phys J A, 2005,24:1.
[29] Fabian W, Arenhovel H. Nucl Phys A, 1979,314:253.
[30] Lehman D R. Phys Rev C, 1971,3:1827.
[31] Dementji S V, Afanasiev N G, Arkatov I M, et al. Yad Fiz, 1970,11:19.
[32] De Forest T. Nucl Phys A, 1969,132:305.
[33] Donnelly T W. Nucl Phys A, 1970,150:393.
[34] Klawansky S, Kendall H W, Kerman A K. Phys Rev C, 1973,7:795.
[35] Kawazoe Y, Takeda G, Matsuzaki H. Prog Theor Phys, 1975,54:1394.
[36] Haxton W C. Nucl Phys A, 1978,306:429.
[37] Rosenfelder R. Ann Phys, 1980,128:188.
[38] Serr F E, Walecka J D. Phys Lett B, 1978,79:10.
[39] Drell S D, Walecka J D. Ann Phys, 1964,28:18.
[40] De Forest T, Walecka J D. Adv Phys, 1966,15:1.
[41] Sitenko A G, Gur'ev V N. ZETP, 1960,39:1260.
[42] Brieva F A, Dellafiore A. Nucl Phys A, 1977,292:445.
[43] Marchand C, Barreau P, Bernheim M, et al. Phys Lett B, 1985,153:29.
[44] Noble J V. Phys Rev Lett, 1981,46:412.
[45] Donnelly T W, van Orden J W, De Forest T, et al. Phys Lett B, 1978,76:393.
[46] Laget J M. Phys Rept, 1981,69:1.
[47] Laget J M. Nucl Phys A, 1981,358:275c.
[48] Antonov A N, Nikolaev V A, Petkov I Zh. Z Phya A, 1980,297:257.
[49] Antonov A N, Hodgson P E, Petkov I Zh. Nucleon Momentum and Density Distributions in Nuclei. Oxford: Clarendon Pess, 1988.

[50] Subedi R, et al. Science, 2008,320:1476.
[51] Shneor R, et al. Phys Rev Lett, 2007,99:072501.
[52] Alvioli M, et al. Phys Rev C, 2005,71:024005.
[53] Ulmer P E, et al. Phys Rev Lett, 2002,89:062301.
[54] Egiyan K S, et al. Phys Rev C, 2003,68:014313.
[55] Egiyan K S, et al. Phys Rev Lett, 2006,96:082501.
[56] Jeschonnek S, Van Orden J W. Phys Rev C, 2008,78:014007.
[57] West G B. Phys Rept, 1975,18:263.
[58] Day D B, et al. Ann Rev Nucl Part Sci, 1990,40:357.
[59] Donnelly T W, Sick I. Phys Rev Lett, 1999,82:3212.
[60] Donnelly T W, Sick I. Phys Rev C, 1999,60:065502.
[61] Maieron C, Donnelly T W, Sick I. Phys Rev C, 2002,65:025502.
[62] Barbaro M B, et al. Phys Rev C, 2004,69:035502.
[63] Amaro J E, et al. Phys Rev C, 2005,71:015501.
[64] Amaro J E, et al. Phys Rev Lett, 2007,98,242501.
[65] Amaro J E, et al. Phys Rev C, 2005,71:065501.
[66] Caballero J A, et al. Phys Rev Lett, 2005,95:252502.
[67] Caballero J A. Phys Rev C, 2006,74:015502.
[68] Amaro J E, et al. Phys Rev C, 2007,75:034613.
[69] Caballero J A, et al. Phys Lett B, 2007,653:366.
[70] Martini M, et al. Phys Rev C, 2007,75:034604.
[71] Antonov A N, et al. Phys Rev C, 2004,69:044321.
[72] Antonov A N, et al. Phys Rev C, 2006,73:047302.
[73] Antonov A N, et al. Phys Rev C, 2007,75:034319.
[74] De Pace A, et al. Nucl Phys A, 2003,726:303.
[75] De Pace A, et al. Nucl Phys A, 2004,741:249.
[76] Ivanov M V, et al. Phys Rev C, 2008,77:034612.
[77] Foster F, Hughes G. Rept Prog Phys, 1983,46:1445.
[78] Taylor R E. Rev Mod Phys, 1991,63:573 - 595.
[79] Kendall H W. Rev Mod Phys, 1991,63:597 - 614.
[80] Friedman J I. Rev Mod Phys, 1991,63:615 - 629.
[81] Li G L, et al. Phys Rept, 1994,242:505.
[82] Burkert V D, Lee T S H. Int J Mod Phys, 2004,E13:1035.
[83] Devenish R, Cooper-Sarkar A. Deep Inelastic Scattering. Oxford: Oxford University Press, 2004: 403.
[84] Glück M, Reya E, Vogt A. Eur Phys J C, 1998,5:461 - 470.
[85] Lai H L, et al. Eur Phys J C, 2000,12:375 - 392.
[86] Kretzer S, Lai H L, Olness F I, et al. Phys Rev D, 2004,69:114005.
[87] Alekhin S, Melnikov K, Petriello F. Phys Rev D, 2006,74:054033.

[88] Blümlein J, Böttcher H, Guffanti A. Nucl Phys B, 2007,774:182 - 207.
[89] Martin A D, Stirling W J, Thorne R S, et al. Phys Lett B, 2007,652:292 - 299.
[90] Diener K P O, Dittmaier S, Hollik W. Phys Rev D, 2005,72:093002.
[91] Martin A D, Roberts R G, Stirling W J, et al. Eur Phys J C, 2005,C39:155 - 161.
[92] Buza M, Matiounine Y, Smith J, et al. Eur Phys J C, 1998,1:301 - 320.
[93] Chuvakin A, Smith J, van Neerven W L. Phys Rev D, 2000,61:096004.
[94] De Rujula A, Georgi H, Politzer H D. Ann Phys, 1977,103:315.
[95] Li G L, Shen J P, Yang J J, et al. Phys Rept, 1994,242:505.
[96] Geesaman, et al. Ann Rev Nucl Part Sci, 1995,45:337.
[97] Cloët I C, Bentz W, Thomas A W. Phys Lett B, 2006,642:210.
[98] Geesaman D F, Saito K, Thomas A W. Ann Rev Nucl Part Sci, 1995,45:337.
[99] Kulagin S A, Petti R. Phys Rev D, 2007,76:094023.
[100] Norton P R. Rept Prog Phys, 2003,66:1253 - 1297.
[101] Zhang Y H, Shao L J , Ma B Q. Nucl Phys A, 2009,828:390.
[102] Cloët, I C, Bentz, W, Thomas A W. Phys Rev Lett, 2005,95:052302.
[103] Bentz W, et al. Prog Part Nucl Phys, 2008,61:238.
[104] Ganesamurthy K, et al. Turk J Phys, 2008,32:175.
[105] Cloët I C, Bentz W, Thomas, A W. Phys Rev Lett, 2009,102:252301.
[106] Jones M K, et al. Phys Rev Lett, 2000,84:1398.
[107] Gayou O, et al. Phys Rev Lett, 2002,88:092301.
[108] Bradamante F. Understanding the Nucleon spin//Sidharth B G, Honsell F, Deangelis A. Frontiers of Fundamental Physics. Netherlands: Springer, 2005.
[109] Bradamante Franco. Nuclear Physics News, 2008,18(4):26 - 32.
[110] Strauch S. Eur Phys J A, 2004,19:153; Strauch S, et al. Phys Rev Lett, 2003,91:052301.
[111] Lu D H, Thomas A W, Tsushima K, et al. Phys Lett B, 1998,417:217; Phys Rev C, 1999,60: 06820.
[112] Saito K, Tsushima K, Thomas A W. Prog Part Nucl Phys, 2007,58(1):167.
[113] Domingo J J, et al. Phys Rev Lett, 1988,61:2530.
[114] Belz J E, et al. Phys Rev Lett, 1995,74:646.
[115] Abbott D, et al. Phys Rev Lett, 1998,80:5072.
[116] Bochna C, et al. Phys Rev Lett, 1998,81:4576.
[117] Arrington J, et al. Phys Rev Lett, 1999,82,2056.
[118] Armstrong T A, et al. Phys Rev D, 1972,5:1640.
[119] Armstrong T A, et al. Nucl Phys B, 1972,41:445.
[120] Bianchi N, et al. Phys Lett B, 1994,325:333.
[121] Perdrisat C F, Punjabi V, Vanderhaeghen M. Progress in Particle and Nuclear Physics. 2007, 59:694 - 764; Arrington J, Sick I. Phys Rev C, 2007,76:035201.
[122] Madey R, et al. Phys Rev Lett, 2003,91:122002; Kelly J J. Phys Rev C, 2004,70:068202; Plaster B, et al. Phys Rev C, 2006,73:025205.

[123] Kondratyuk SBlunden P, Nucl Phys A. 2006,778; Pasculutsa V, Carlson C, Vanderhaeghen M. Phys Rev Lett, 2006,96:012301; Alexandrou, C, Leontiou T, Negele J W, et al. Phys Rev Lett, 2007,98:052003.

[124] Arrington J, Sick I. Phys Rev C, 2007,76:035201; Tjon J A, Melnitchouk W. Phys Rev Lett, 2008,100:082003.

[125] Bodek A, Avvakumov S, Bradford R, et al. Eur Phys J C, 2008,53:349 - 354.

[126] Bernstein A M, Papanicolas C N. AIP Conf Proc, 2007,904:1 - 22.

[127] Faessler A, et al. Phys Rev D, 2006,73:114021.

[128] Benhar O, day D, Sick I. Rev Mod Phys, 2008,80:189.

[129] Benmokhtar F, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:082325; Rvachev M M, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:192302.

[130] Reitz B, et al. Eur Phys J A, 2004,S19:165.

[131] C. Ciofi degli Atti, Kaptari L P, Morita H. Nucl Phys A, 2007,782:191.

[132] Schiavilla R, et al. Phys Rev Lett, 2007,98:132501.

[133] Sargsian M, et al. Phys Rev C, 2005,71:044615.

[134] Shneor R, et al. Phys Rev Lett, 2007,99:072501.

[135] Nakamura H, Sakuda M, Nasu T, et al. Phys Rev C, 2007,76:065208.

[136] Caballero J A. Phys Rev C, 2006,74:015502.

[137] Caballero J A, Amaro J E, Barbaro M B, et al. Phys Lett B, 2007,653:366.

[138] Middleton D, et al. Euro Phys J A, 2006,29:261.

[139] Rosner G. Prog Part Nucl Phys, 2000,44:99.

[140] Kadrev D N, Ivanov M V, Antonov A N, et al. Phys Rev C, 2003,68:014617.

第2章

高能电子探针与核子结构的实验研究

§2.1 概述

在微观物理领域，标准模型（standard model）的量子色动力学（quantum chromodynamics，QCD）描写强相互作用，电弱理论（electro-weak theory）描写电磁和弱相互作用。在强子（hadron）层次上，核子是构成核的基本单元。核的整体性质和运动形态基本上是由组成它的核子的性质，以及核子-核子间的强相互作用势所决定的，所以对核子的结构和性质的研究是研究核自身性质的基础。

在夸克-部分子层次上，核子由夸克和胶子组成。在短距离标度上，夸克具有相对简单的性质，可以用微扰 QCD 成功地描述，强子的许多性质可以通过不连续类点粒子上的弱相互作用的求和得到。但是，在夸克和胶子自由度框架内，核子的结构在中、低能时，或当尺度与该束缚态本身的大小相当时（约 1 fm），耦合常数相当大，色场的效应还不能精确地计算。由于理论的非阿贝尔性质，微扰 QCD 不再适用，中低能强子性质还不能从第一原理可靠地计算。在此区间，类点粒子（like-point particle）变得高度关联，它们之间有强的相互作用。另一方面，在此非微扰区内理解 QCD，对于理解强子物质，尤其是核子结构，在核物理与粒子物理中至关重要。它们只能用格点 QCD（lattice QCD）来进行计算，但又会遇到技术方面的问题；这样就需要基于 QCD 基础上的合适的模型，而模型总需要实验验证。理论和实验表明，关于核子上的轻子散射的研究是研究核子结构的强有力的工具，在探知核子结构，甚至核的结构方面起着关键性的作用。轻子是类点粒子，只参与电磁和弱相互作用而不参与强相互作用。电磁相互作用可以用量子电动力学来精确地计算；在反应中出现的其他实验现象，则反映核子或核的强相互作用部分或弱相互作用部分。在过去的 50 多年里，研究核子的结构是核物理与粒子物理的主要目标之一。电磁探针是一个强有力的“显微镜”，它的分辨率由相互作用中的四动量转移（four-momentum transfer）所表征。

本章从实验角度来阐述对核子结构的研究。为方便起见，这里先定义一些变量。在本章中，若无特别说明，符号意义都同此。$\alpha = \alpha_{EM} = e^2/(4\pi) = 1/137$ 为精细结构常数，

$q = k - k'$ 是虚光子的四动量，k，k'分别是入射轻子和散射轻子的四动量；四动量的转移量为 $q = (\nu, \boldsymbol{q})$，入射轻子转移给核子的四动量平方的负值为 $Q^2 = -q^2 = 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2}$，其中 θ 为散射轻子在实验室系中的散射角。比约肯标度变量(Bjorken scaling variable)为 $x = Q^2/(2P\cdot q) = Q^2/(2m_N\nu)$，$P = (m_N, 0)$ 为初态静止核子的四动量；m_N 为核子的质量，m_p，m_n 分别为质子和中子的质量。$\omega \equiv 1/x = 2m_N\nu/Q^2$，$\gamma^2 = 4m_N^2x^2/Q^2 = Q^2/\nu^2$，虚光子的纵向极化率为 $\epsilon = \left[1 + 2(1+\tau)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]^{-1}$，$\tau = Q^2/(4m_N^2)$；$y = \nu/E$，$\nu = E - E'$，$E$、$E'$ 分别是入射轻子和散射轻子的能量，碰撞系统(靶核子-虚光子系统)的总的不变质量平方 $W^2 = (P+q)^2 = m_N^2 + 2P\cdot q - Q^2 = m_N^2 + 2m_N\nu - Q^2$。

轻子-核(或核子)的散射包括弹性、准弹性、Δ 共振、N* 激发和深度非弹性散射，它们取决于散射轻子的能量损失(或称能(动)量转移)。在核靶情况下，当入射轻子能量损失 $\nu = Q^2/(2m_{核})$ 时，有最大的弹性散射截面，见图 2-1 的上图，这里 $m_{核}$ 是靶核的质量；当 $\nu = Q^2/(2m_N)$ 时，有最大的准弹性散射截面(此时相当于在核中的核子上的弹性散射)，依次有 Δ 共振、N* 激发和深度非弹性散射。类似地，与核子散射时，同样有这些类型的散射，在图 2-1 的下图中，弹性散射峰在 $\nu = Q^2/(2m_N)$ 处，在弹性和 Δ 共振区之间同样存在一个准弹性散射区，它对应 $\nu = Q^2/(2m_q)$，m_q 是核子内夸克的质量；依次有 Δ 共振、N* 激发和深度非弹性散射。实际上，由于核子的结构并非仅由价夸克构成，所以实验上并未观察到这样明显的准弹性散射截面峰。虽然散射类型与入射束流的能量相关，但决定性的因素是散射电子损失的能量，或四动量转移的平方。

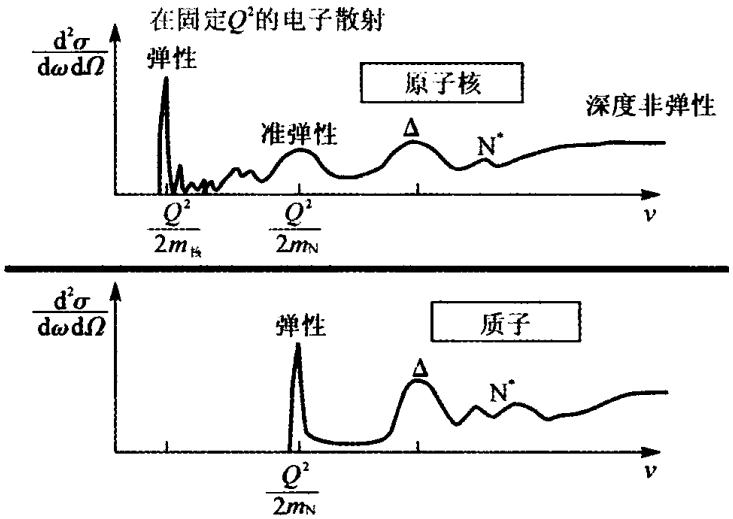


图 2-1　轻子-核(上图)、轻子-核子(下图)散射曲线

轻子-核子散射的反应式为 $l + N \to l' + x$，末态为散射轻子 l'和强子 x，或一个实光子(real photon)。弹性散射时，粒子 x = N(核子)；深度非弹性散射时，x 包含反应中产生的所有强子。仅探测散射实验中的散射电子(如能量和散射角)称为单举测量

(inclusive measurement)；除此之外，如还测量末态中的某一个强子，称为半单举测量(semi-inclusive measurement)；如除散射轻子外，若需对末态中每个粒子都加以测量，则称为遍举测量(exclusive measurement)。

美国的斯坦福直线加速器中心，德国电子同步加速器和欧洲核子研究中心(μ子次级束流)等实验室都曾对核子结构进行了卓有成效的研究。目前，世界上最活跃和实验结果精度最高的实验室是JLab，其加速器的束流是电子连续波束流，最高能量为6 GeV(在1～6 GeV之间可变)；能量分辨率 $\Delta E/E = 2.5 \times 10^{-5}$；束斑小于50 μm；它与高密度靶(如10个大气压的^{3}He靶)联合，亮度达 $10^{39}/(\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s})$；在极化束流和极化靶的情况下，亮度仍可高达约 $10^{36}/(\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s})$，这保证了实验的高统计性；电子束的极化度达80%～85%。三个实验大厅(A厅，B厅和C厅)可同时进行实验。目前加速器正在升级至能量12 GeV，到2014年投入运行。到时，除现有的三个实验厅外，还有一个世界上γ光束流强度最大的实验大厅(D厅)。在JLab的能量升级至12 GeV后，除了目前的有关实验延伸到高 x、高 Q^2 上的研究外，更多的关于核子和核的新课题将会出现，如：轻核的形状因子；通过遍举过程和DVCS的测量来决定广义部分子分布(generalized parton distribution)；大 x 区的核子自旋结构；研究色透明、短程NN关联及夸克-强子二重性；寻找夸克囚禁之源；研究胶子激发(gluon excitation)、高扭度效应及检验标准模型等。

轻子-核子的弹性散射和深度非弹性散射实验提供了大量关于核子形状因子的信息，与自旋无关及与自旋相关结构函数的数据，确立了核子结构的夸克-部分子图像；与自旋无关的结构函数(spin-independent structure function)对 Q^2 的演化很好地支持了QCD理论，自旋相关的结构函数(spin-dependent structure function)的实验是对QCD理论的另一个检验。

轻子-核子(核)散射的研究内容非常丰富。由于篇幅关系，我们以下所述实验内容远不是全面的，更多的新型实验正在不断地被开发出来。即使讨论到的部分，有些也只能作简略介绍。

§2.2 核子的电磁形状因子

随着质子和中子的发现，在20世纪40到50年代，相继有更多的粒子被发现，它们不太可能都是“基本”粒子。它们是否有结构？首当其冲的是质子和中子(统称为核子)，因为当时认为它们是核的基本构成成分。核子结构的研究从20世纪50年代开始，直到今天都是物理学界关注和重点研究的课题之一。核子的弹性形状因子 G_E 和 G_M 描写核子的时间平均结构，在非相对论限下，即较小的四动量转移平方时，它们分别与核子中的电荷和电流(磁矩)分布相联系，因为这些函数的平方分别是核子中电荷和电流密度空间分布的傅里叶变换(Fourier transform)；在大的四动量转移时，它们给出核子中夸克结构的重要信息，在这个区间可直接检验QCD。低动量转移区为非微扰QCD区，无法用QCD

微扰论直接计算，常借助于 QCD 求和规则(QCD sum rule)等理论模型。因此，核子电磁形状因子的精确测量对发展 QCD 从微扰到非微扰的过渡提供了十分有用的知识。eN 的弹性散射截面早期用 F_1，F_2 函数描写，自 20 世纪 60 年代初开始，多数用电和磁形状因子 G_E 和 G_M 来描写。电磁形状因子的测量方法有弹性散射绝对截面测量法，罗森布卢特分离法，极化转移法及极化截面不对称性测量法等，后三者用得较多。

2.2.1　绝对截面法测质子弹性散射形状因子和核子的大小

1. 核子为非点粒子的实验

我们知道，粒子间的弹性散射截面随散射角的改变而变化，而粒子性质的不同又反映出截面的差别，如无自旋的点粒子与点粒子、带自旋狄拉克粒子与不带自旋的点粒子、狄拉克粒子与带有磁矩的点粒子等的散射。通过电子在核子上的弹性散射实验与理论上假定不同性质的粒子的散射截面分布作比较，可以得到核子是否有结构的信息。20 世纪 50 年代，在斯坦福直线加速器中心完成了一系列实验，其中的一个实验是能量为 188 MeV 的电子与高压氢气靶发生弹性散射，在多个角度上测量其散射截面，实验点和拟合的实验曲线如图 2－2 所示。同时可以用几种理论来进行计算和比较[1]，图中(a)是电子与无自旋的点质子散射的莫特理论曲线；(b)认为点质子(点电荷)，但带有狄拉克磁矩(Dirac magnetic moment)(回转磁比为 2.00)的理论曲线，(c)认为点质子，除了带有狄拉克磁矩外，还带有反常磁矩(anomalous magnetic moment)(回转磁比为 5.58)的理论曲线。

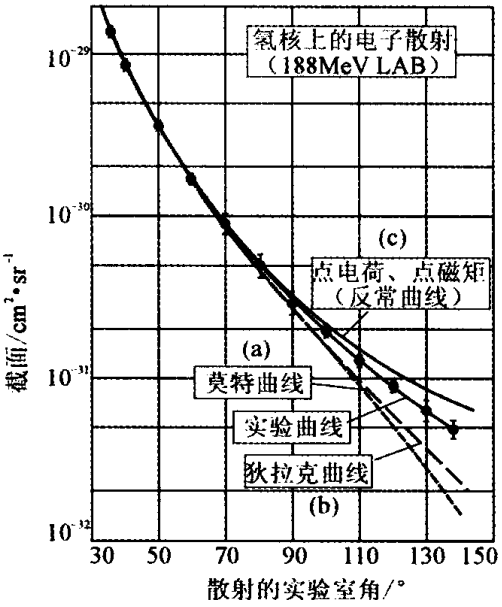


图 2－2　质子为非点粒子的实验曲线和理论曲线[1]

莫特弹性散射截面公式是在卢瑟福点电荷(point charge)粒子散射截面的基础上，考虑了入射电子是具有 1/2 自旋的相对论粒子而质子无自旋后所得到的公式。曲线(a)在满足 $Ze^2 \ll 1$ 的条件下(这里质子的电荷 $Z=1$)，遵从下面的关系：

$$\sigma_{\text{Mott}} = \frac{e^4}{4E^2}\left(\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\right)\frac{1}{1+(2E/m_N)\sin^2\frac{\theta}{2}}。\tag{2.1}$$

这里的莫特截面包含质子的反冲因子(recoil factor) $\dfrac{1}{1+(2E/m_N)\sin^2\frac{\theta}{2}}$。当考虑了质

子为点电荷，但带有狄拉克磁矩或自旋 1/2 时，则有下面的罗森布卢特公式：

$$\sigma = \sigma_{\text{Mott}}\left\{1 + \frac{q^2}{2m_{\text{N}}^2} 2\tan^2\frac{\theta}{2}\right\}。 \tag{2.2}$$

当考虑了质子的反常磁矩 $k=1.79$ 后，罗森布卢特公式为：

$$\sigma = \sigma_{\text{Mott}}\left\{1 + \frac{q^2}{4m_{\text{N}}^2}\left[2(1+k)^2\tan^2\frac{\theta}{2} + k^2\right]\right\}。 \tag{2.3}$$

曲线(b)和(c)是用罗森布卢特公式计算的[2]。在大角上，实验曲线比具有反常磁矩的点质子(point proton)的理论曲线低，比具有狄拉克磁矩的点质子的理论曲线高。因此，在大角上截面低于和高于假设质子为点电荷的计算值，这意味着质子有一个结构效应，即它有一个有限大小，而不是点粒子。

2. 核子的大小

假定核子有一定的大小，考虑到质子的电荷和磁矩的空间分布可能不同，必须引进两个不同的形状因子来描述质子的结构。在平面波玻恩近似(plane wave Born approximation)下，电子的弹性散射微分截面由罗森布卢特公式分别表示为狄拉克形状因子(Dirac form factor)和泡利形状因子(Pauli form factor) F_1 和 F_2，其关系为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha^2 E'}{4E^3\sin^4\frac{\theta}{2}}\left[(F_1^2 + k^2\tau F_2^2)\cos^2\frac{\theta}{2} + 2\tau(F_1^2 + kF_2^2)\sin^2\frac{\theta}{2}\right]。 \tag{2.4}$$

狄拉克形状因子 F_1 描写核子的电荷和磁矩的正常部分，泡利形状因子 F_2 描写磁矩的反常部分。实验中，在不同的 q^2 值上单举测量散射电子，得到截面随 q^2 的变化曲线。为了分离 F_1 和 F_2，我们需要对同一 q^2 值，至少测量两组散射角(scattering angle) θ 和散射电子能量 E'。当假定 $F_1 = F_2 = F$ 时，测量形状因子平方 $|F(q^2)|^2$ 随 q^2 的变化曲线。当初霍夫施塔特等人[3]在 SLAC 用此方法测量，由于 $|F(q^2)|^2$ 包含了质子电荷密度分布的信息，与电荷的方均半径 $\langle r\rangle$ 有确定的关系，F 可写成 $q\langle r\rangle$ 的函数[1—4]。用不同的电荷分布函数 $\rho(r)$ 拟合实验曲线，可得 $\langle r\rangle$。此后测量质子电荷半径的实验很多[1—7]，大多用罗森布卢特分离法分离出电和磁形状因子后，再用不同的函数去拟合实验点。当前测得的质子的电荷半径的最精确值为 $\langle r_{\text{p}}^2\rangle^{1/2} = (0.876\,8 \pm 0.006\,9)\,\text{fm}$[7]。通过准弹性 ed 散射，测得中子的电荷均方半径为 $\langle r_{\text{n}}^2\rangle = -0.116\,1 \pm 0.002\,2\ \text{fm}^2$[8]。

2.2.2 质子的电磁形状因子的实验测量

1. 用罗森布卢特分离法测量质子的电磁形状因子

罗森布卢特分离法的常规方法是在实验上单举测量散射电子，得到 ep 弹性散射截面，也可测量散射中的反冲质子。

常规法测量质子的电磁形状因子

弹性散射截面在玻恩近似下，罗森布卢特公式为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}=\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}\left[(G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}})^2+\frac{\tau}{\varepsilon}(G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{p}})^2\right]\frac{1}{1+\tau}。\tag{2.5}$$

这里的莫特截面 $\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}=\frac{\alpha^2}{4E^2}\frac{E'}{E}\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^2\frac{\theta}{2}}$ 包含了核子的反冲因子 $\frac{E'}{E}=\left(1+\frac{2E}{m_{\mathrm{p}}}\sin^2\frac{\theta}{2}\right)^{-1}$。基于(2.5)式，定义 $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}=\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{exp}}$，实验上取罗森布卢特分离技术对 ε 的线性关系，定义一个简约截面[2]，其形式如下：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{reduced}}=\frac{\varepsilon(1+\tau)}{\tau}\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{exp}}\Big/\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}=(G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{p}})^2+\frac{\varepsilon}{\tau}(G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}})^2。\tag{2.6}$$

G_{E} 和 G_{M} 为萨克斯形状因子(Sachs form factor)，前者表征电荷分布，后者表征磁矩分布。在非相对论的 Breit 框架内，它们与前式中 F_1 和 F_2 之间的关系为[9]：$G_{\mathrm{E}}\equiv F_1-\tau kF_2$，$G_{\mathrm{M}}\equiv F_1+kF_2$。由于截面是 Q^2 的函数，在做实验时，设定一个 Q^2 值，在给定的 Q^2 值上，在相同的实验条件下，变化其他运动学量，做两次或两次以上的弹性散射截面测量，分离出 $G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}}$ 和 $G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{p}}$。由于 $Q^2=4EE'\sin^2\frac{\theta}{2}$，可以变化散射角，测量不同的散射电子能量，或变化束流能量，使 ε 值在一定范围内变化，而 Q^2 值保持不变，完成不同的运动学量下的截面测量 $\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{exp}}$，得到对应的 $\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{reduced}}$ 截面。然后对这些数据点进行拟合，得出独立的斜率 $(G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}})^2/\tau$ 和截距 $(G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{p}})^2$，进而得到在对应 Q^2 上的电磁形状因子 $(G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}})^2$ 和 $(G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{p}})^2$。当要测量形状因子随 Q^2 的变化时，则改变 Q^2 值，同样相应地变化 θ，E 或 E' 的组合。(2.6)式中 $(G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}})^2$ 有 τ 因子，而 $(G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{p}})^2$ 则没有，它意味着在小的四动量转移 Q^2 ($\tau\ll1$)时，截面以电项 $(G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{p}})^2$ 为主；在高 Q^2 ($\tau\gg1$)时，截面以磁项贡献为主。电形状因子项的贡献随 Q^2 的增加而减小，原因在于 Q^2 的大小与电磁力的分布直接相关，磁力$\propto1/r^3$，以短程为主，而电力$\propto1/r^2$。Q^2 值越高，相互作用距离越短，所以在高 Q^2 上(如 $Q^2>3\ \mathrm{GeV}^2$)区，要分离出电形状因子相当困难，而对分离磁形状因子相对有利。在每次固定 Q^2 的前提下，散射角 θ 和散射或入射电子能量变化的原则，是要使 ε 的变化范围尽可能大，这样实验点的分布距离大，拟合精度相对高些。已有很多用常规罗森布卢特方法测量的数据[10]，得到的质子的电和磁形状因子比的结果与极化法测量结果一起讨论。

ep 弹性散射在低 Q^2 ($<1\ \mathrm{GeV}^2$)处还揭示了经验的偶极律和形状因子标度律，有下列关系存在，

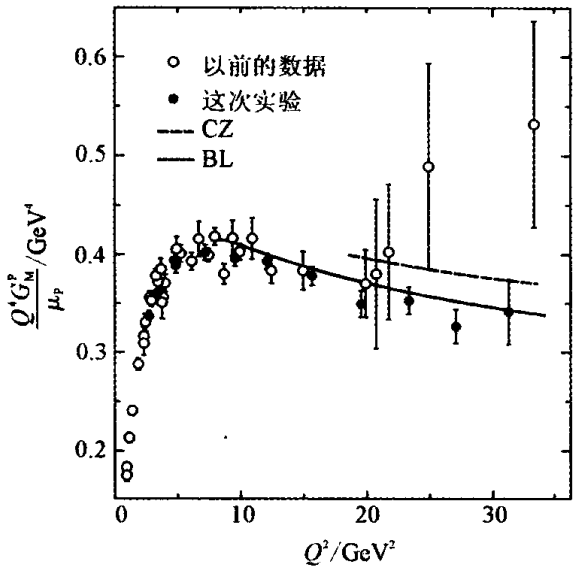


图 2-3　形状因子乘以 Q^4 后随 Q^2 的变化曲线是微扰 QCD 预言(CZ, BL)[12]。

$$G_E^p(Q^2) \approx \left(1+\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-2} = G_D(Q^2), \tag{2.7}$$

$$G_M^p(Q^2) \approx \mu_p\left(1+\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-2} = \mu_p G_D(Q^2)。 \tag{2.8}$$

因而有 $G_M^p/(\mu_p G_D)\approx G_E^p/G_D\approx 1$。这里 $Q_0^2 = 0.71\ \mathrm{GeV}^2$，$G_D = \left[1+\frac{Q^2}{Q_0^2}\right]^{-2}$ 称为偶极形状因子(dipole form factor)，μ_p 为质子磁矩(值为 2.792 8)。形状因子的标度律显示，电荷和磁分布有相同的空间依赖关系。由于 $G_E^p(Q^2), G_M^p(Q^2) \approx \left(1+\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-2}$，表明质子中的电荷和磁矩是指数型分布：$\rho(r) = \rho_0 e^{-Q_0 r}$；同时，由标度律也可给出核子的均方半径，由实验上测得的形状因子随 Q^2 的分布曲线，由于 $G_E^p \propto F_2^p$，由 F_2^p 得到对应的 $\rho(r)$ 随 r 的分布曲线，从而得到均方根半径。

由图 2-3 可以看到，在大 Q^2(>10 GeV²)处，质子的电磁形状因子随四动量转移的增加而迅速下降[12]，图中以 Q^4/μ_p 的标度画出磁形状因子对 Q^2 的依赖关系，它显示了磁形状因子随 $1/Q^4$ 迅速下降。SLAC 的这些实验[11, 12]促进了质子复合成分图像的提出。理论上，强子的形状因子在高动量转移时可用微扰 QCD 计算，有 $F(Q^2)\propto(1/Q^2)^{n-1}$ 的关系，n 为强子中所含夸克、反夸克的最小数目。对于核子，$n=3$。因此核子的电磁形状因子的实验结果与 QCD 在大 Q^2 区($Q^2 \gg m_N^2$)按 q^{-4} 减小的结论一致。图中的理论曲线是设定了 QCD 标度能量(QCD scale-energy) $\Lambda_{QCD}=100$ MeV 时的结果。

反冲质子法测量质子的电磁形状因子

该方法类似于常规的罗森布卢特分离技术，只是在该实验中测量的是 ep 弹性散射中的反冲质子。测量的角度是反冲质子的实验室角度，计算时需转换到对应的散射电子实验室角度。JLab A 厅的一个实验[13]，其电子束的入射能量范围位于 2.9～4.7 GeV 之间。反冲质子由一个高分辨谱仪(HRS)测量，而另一个 HRS 被用作亮度监测仪。测量精度比以前其他实验室用罗森布卢特分离技术的测量精度有了很大提高，两者结果基本一致，也与形状因子标度律一致，即 $\mu_p G_E^p \approx G_M^p$，但与我们以下介绍的由 JLab A 厅用极化转移法的结果不一致，见图 2-4。

2. 极化转移法测量质子的电磁形状因子

极化转移法对精确测量核子的电磁形状因子比非常有利[14]。在平面波近似中，由纵向极化电子束与核子弹性散射，产生的反冲的核子极化被限制在散射平面中，因此只有

两个非零成分：横向极化量 P_T 和纵向极化量 P_L，它们在散射平面中分别垂直和平行于反冲质子的动量方向。通过测量 H(e, e′p)反应中的反冲质子的纵向极化量 P_L 和横向极化量 P_T，可获得质子的电磁形状因子比 G_E^p/G_M^p，存在下列关系[14]：

$$\frac{I_0 P_T}{P_l} = -2\sqrt{\tau(1+\tau)}G_E^p G_M^p \tan\frac{\theta}{2}, \tag{2.9}$$

$$\frac{I_0 P_L}{P_l} = \frac{1}{m_p}(E+E')\sqrt{\tau(1+\tau)}(G_M^p)^2\tan^2\frac{\theta}{2}。 \tag{2.10}$$

这里的 I_0 为

$$I_0 = (G_E^p)^2(Q^2) + \tau(G_M^p)^2\left[1+2(1+\tau)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]。 \tag{2.11}$$

P_l 是电子束的极化度。由于包含了正比于 $G_E^p G_M^p$ 的相干项，由较大的 G_M^p 值补偿了较小的 G_E^p 值，使 P_T 达到一特定值。(2.9)式与(2.10)式之比为：

$$\frac{G_E^p}{G_M^p} = -\frac{P_T}{P_L}\frac{(E+E')}{2m_p}\tan\frac{\theta}{2}。 \tag{2.12}$$

由于转移的横向、纵向极化成分直接正比于 G_E^p/G_M^p，因而在一个固定的 Q^2 值上，仅有一个比例常数。所以对于每个 Q^2 值，一次测量就可直接给出电与磁的形状因子之比。在极化分析仪中同时测量反冲质子的两个极化成分，取其比值，就可大大地减少系统误差。通过束流螺旋度的正负变化，可以消除所有仪器的不对称性。另外，理论计算表明：P_T 和 P_L 不灵敏于终态相互作用。

JLab A 厅前后两个实验采用此法测量反应中散射电子的能量和散射角，同时用极化仪测量所产生的反冲质子的两个极化成分。束流能量为 0.934～4.090 GeV之间的电子在液氢靶上散射。A 厅的两个高分辨谱仪(轻子臂和强子臂)对 ep 弹性散射中的散射电子和反冲质子做符合测量。将聚焦平面上的极化仪(石墨分析器)设置在强子臂中，用极化仪前面的两个“麦管漂移室”测量入射质子的轨迹，后面的两个“麦管漂移室”测量质子在石墨中散射后的轨迹，由此测得分析器平面内的两个极化的投影。散射质子在从靶到聚焦平面过程中经过谱仪的磁场，其自旋会发生进动(precession)，因而测得的结果是发生进动后的极化度。要得到它在靶中产生时的极化度，需要进行进动计算，然后再去除此进动效应。

该实验得到的 $\mu_p G_E^p/G_M^p$ 的结果明显地有别于由罗森布卢特分离法得到的结果，如图 2-4 中的圆和方块实验点所示。在该实验的 Q^2 区域上，其比值随 Q^2 的增加而线性地下降，这意味着 G_E^p 的下降比 G_M^p 快，也表明 G_E^p 随 Q^2 的下降比偶极形状因子 G_D 要快。

以上两种方法测量结果的不一致，起初人们认为是由于以前采用常规的罗森布卢特分离法的实验结果的误差较大所致。之后采用实验精度大大提高的罗森布卢特分离法

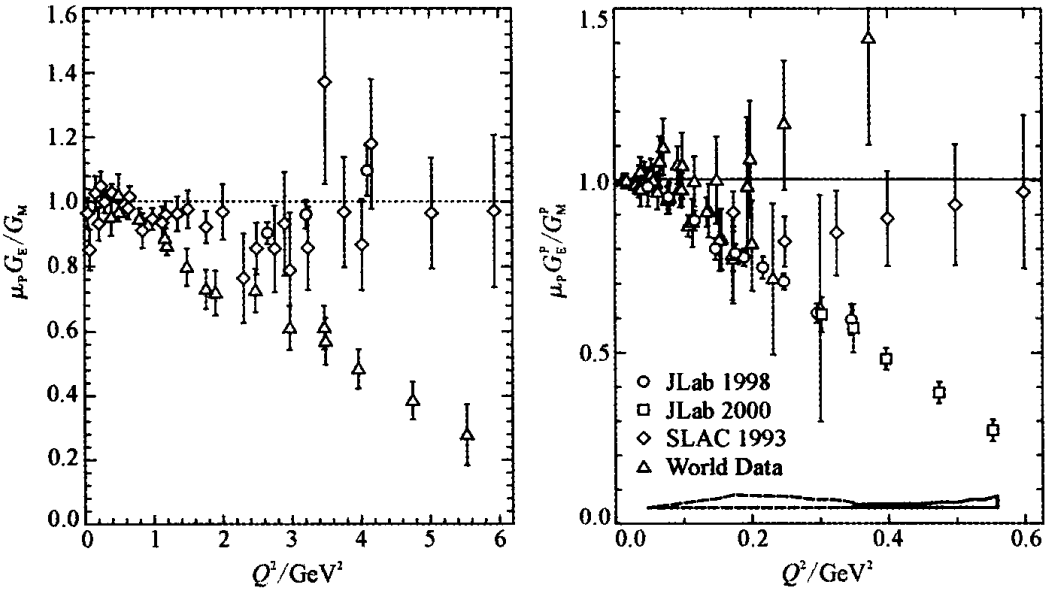


图 2-4　JLab A 厅的极化转移法测得的质子电、磁形状因子比和 SLAC 及其他实验室由罗森布卢特分离法测得的电、磁形状因子比　右图圆和方块实验点是用极化法测量的结果[15]，左图实验圆点是用反冲质子法测量的结果，其他实验点是用常规罗森布卢特法测量的结果[9-13]。

的反冲质子法测量，其结果与常规法的结果一致，如图 2-4 左图所示。这导致人们更深入的考虑，认为可能存在着更深层的原因，如截面的双光子交换的修正或与自旋的存在相关或其他原因。理论上需要更高 Q^2 的实验数据。在 JLab 加速器能量升级至 12 GeV 后，高 Q^2 的质子的电磁形状因子仍是其重要的研究内容之一。

2.2.3　中子的电磁形状因子的实验测量

1. 中子的电形状因子的测量

罗森布卢特分离法同样可用来测量中子的电磁形状因子。中子的“电中性”要求在 $Q^2=0$ 时，其电形状因子为零；当 $Q^2\neq 0$ 时，G_E^n 很小。在历史上，实验上测得其电形状因子不为零，理论上解释为：在中子周围有一个带负电的 π 介子云，它围绕在一个小的正电荷周围。

在实验上，由于没有自由的中子靶，故而用氘靶或^{3}He 靶来代替。由测量的弹性散射截面抽取出中子形状因子，基于罗森布卢特分离技术，一个电子在自旋为 1 的氘靶上的弹性散射截面为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}=\sigma_{\mathrm{Mott}}\left[A(Q^2)+B(Q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]。\tag{2.13}$$

电结构函数 $A(Q^2)$和磁结构函数 $B(Q^2)$可以由电荷 $G_C(Q^2)$、四极 $G_Q(Q^2)$和磁形状因子 $G_M(Q^2)$来表示，即

$$A(Q^2)=G_C^2(Q^2)+\frac{8}{9}\tau^2G_Q^2(Q^2)+\frac{2}{3}\tau G_M^2(Q^2),\ B(Q^2)=\frac{4}{3}\tau(1+\tau)G_M^2(Q^2)。\tag{2.14}$$

这里 $\tau=Q^2/4m_d^2$，m_d 是氘靶的质量。为了抽取出电形状因子，必须计算氘的波函数，因而必须选择 NN 作用势，这样造成对模型的依赖，进而带来系统误差。该实验方法类似于以上的质子形状因子的分离法，通过拟合实验点来分离出电磁结构函数 $A(Q^2)$ 和 $B(Q^2)$，进而分离出中子的电和磁形状因子。由 SLAC 的一系列实验和 DESY 的实验结果得到中子的电形状因子 G_E^n 的经验公式，可用下式很好地拟合，

$$G_E^n(Q^2)=-\frac{\mu_n G_E^p}{1+5.6\tau}(Q^2)。\tag{2.15}$$

在考虑相对论修正后，有

$$G_E^n(Q^2)=-a\frac{\mu_n G_E^p}{1+b\tau}(Q^2)。\tag{2.16}$$

其中 a，b 参数由 NN 作用势决定。例如，对于 Paris NN 势，$a=1.25$，$b=18.3$。

2. 中子的磁形状因子的测量

有 ed 单举散射测量[16]，极化法、e^3He 单举准弹性散射测量等[17, 18]。

2.2.4　核的纵向响应函数和库仑求和规则

由核内介质所引起的核子性质的改变在核物理中非常重要，至今还未很好解决。用罗森布卢特分离核的电响应和磁响应（或称纵向响应 R_L 和横向响应 R_T）来检验库仑求和规则（Coulomb sum rule，CSR），可以了解核子在核介质（nuclear medium）中电性质的改变。库仑求和规则的主要思想是：在电子与核的准弹性散射过程中，在一个足够大的三动量转移 $|\boldsymbol{q}|=q$ 上（大于两倍的费米动量，即 $q\geqslant 500$ MeV），对纵向响应函数 $R_L(q,\omega)$ 在整个能量损失范围上的电荷响应的积分应该等于该核的总电荷数 Z，即满足

$$S_L=\frac{1}{Z}\int_{0^+}^{\infty}\frac{R_L(q,\omega)}{\tilde{G}_E^2}\mathrm{d}\omega=1。\tag{2.17}$$

这里 $\tilde{G}_E^2=(G_E^p+N/ZG_E^n)\zeta$ 为在核内核子的电形状因子，ζ 是相对论修正效应。积分下限 0^+ 是为了排除来自核的弹性峰和激发态的贡献。然而，该求和规则假设了核内的核子是自由的。事实上，在核介质中，核子的电磁性质由于核介质效应而被修正，以致积分值偏离 1。通过其偏离程度可以了解核介质的影响。合适的动量转移范围是该实验成功的关键之一，动量转移过低或过高所引起的积分值的偏离都不是核效应。当动量转移过低时，核子的弹性散射峰的动量与费米动量的重叠效应使测量的不确定性增大，且由于自由运动的核子系统的泡利阻塞（Pauli blocking）会对 CSR 产生一个淬灭效应，导致该积分值不能达到 Z 值；当动量转移较高时，核子间的长程关联效应（long-range correlation

effect)与短程关联效应(short-range correlation effect)相当;在足够高动量转移时,只剩下短程关联效应,它大约淬灭 CSR 积分值的 10%(理论预言);更高动量转移时,电响应函数将比其磁响应函数小得多,分离电纵向响应函数 $R_L(q, \omega)$很困难,或误差过大。合适的动量转移在 550 MeV～1 GeV 之间,这时以上提到的对 CSR 积分的淬灭效应都足够小,实验上测到的偏离就可归结于核介质效应,所需的束流能量在 1～10 GeV之间。JLab 的 CEBAF 加速器的能量比较适合该课题的研究。

由(2.17)式可知,在实验上,对于某一种靶核,为了得到 S_L,首先要测得该核的纵向响应函数 $R_L(q, \omega)$。在单光子交换的假设下,单举电子散射微分截面的罗森布卢特公式为

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_{Mott}\left[\frac{Q^4}{q^4}R_L(q, \omega) + \frac{Q^2}{2q^2}\frac{R_T(q, \omega)}{\varepsilon}\right]。 \tag{2.18}$$

要分离出纵向响应函数 $R_L(q, \omega)$,在固定某一 q 和 ω 前提下,至少测量两个角度上的微分散射截面。不同的角度上的准弹性散射测量,提供不同的虚光子极化值 ε。对三个或三个以上角度的测量,则可以检验对于角度依赖关系的系统误差及罗森布卢特描绘的线性程度。为减小系统误差,在尽可能大和尽可能小的 ε 上测量是必要的,即对应尽可能小和尽可能大的角度上,如在朝前角 15°和朝后角 120°上。在难以固定 q 值的实验环境下,则对每个核靶、每个角度上的实验,可以连续改变入射电子束能量,覆盖尽可能多的 q 和 ω 空间。通过连续改变散射电子能量,用合适的内插法得到特定 q 和 ω 值上的截面值,然后抽取出对应于每个(q, ω)值时的 R_L 和 R_T 值。在以上运动学量的选择下,测量 q 位于 550～900 MeV 之间的几个设定的 q 上的响应函数,得到库仑求和规则随 q 的演化。为检验不同 A 的核介质效应,所用靶从轻靶到重靶,如^{4}He,^{12}C,^{56}Fe 和^{208}Pb,以得到 CSR 对核密度(或原子数 A)的依赖关系。在数据分析中,核介质对于入射电子的库仑场效应修正是必须考虑的,特别是对重核物质[19]。因为已经知道^{4}He 或^{12}C 的库仑场修正效应是小的,因而通过比较从轻核到重核时的响应函数的积分,可以得到库仑修正对于重核的影响。JLab A 厅的这类实验已完成,数据分析正在进行中[20]。

§2.3 核子的奇异性电磁形状因子

对核子中的奇异性含量的测量和它们的性质是物理学家特别感兴趣的,因为对核子中的奇异夸克-反夸克效应的测量是研究低动量转移时 $q\bar{q}$海效应的唯一窗口,所提供的信息是研究 QCD 动力学效应的一个重要线索。任何奇异夸克对核子性质的贡献都表明是一个纯的海夸克效应,因为这些奇异夸克的贡献必定起源于其中胶子涨落到 $s\bar{s}$的过程。理论上,一方面,以经验为主的成功的 OZI 律提出:在低能时奇异夸克效应应该是高抑制的;另一方面,标准模型认为奇异夸克的质量 m_s 与 QCD 标度能量相当,即 $m_s \approx$

Λ_{QCD}，因此预料奇异夸克对核子的性质有可观测的贡献。事实上，在一些关键实验中，人们发现了 $s\bar{s}$ 对核子性质的贡献，如对核子的质量、动量和自旋等。这些结果的自然推论是：奇异夸克的其他算符的核子矩阵元也可能有非零值。特别有趣的是，奇异夸克矢量流 $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$（非零值意味着核子中存在奇异和反奇异夸克，并且它们的空间和动量分布是不同的）和轴矢量 $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|N\rangle$ 矩阵元直接与 s 和 $\bar{s}$ 的极化相联系，而核子的形状因子与这些矩阵元是直接联系的。很多理论模型预言了核子中的奇异性形状因子的大小及与四动量转移 Q^2 的依赖关系[21—28]，但出入很大，如对奇异荷半径 ρ_s 的估计为 $-3\sim+3$，对奇异性磁矩的估计为 $-0.33\sim+0.33$。

ep 弹性散射中，质子的中性弱形状因子（neutral weak form factor）一方面与通常的核子电磁形状因子及奇异性因子相关，另一方面与螺旋度相关的宇称破坏不对称性 $A=\frac{d\sigma_R-d\sigma_L}{d\sigma_R+d\sigma_L}$ 相关。因此，通过对 ep 弹性散射中螺旋度相关的截面不对称性的测量，可研究质子的中性弱矢量形状因子，进而测定其奇异性以及电形状因子和磁形状因子。

2.3.1　核子的奇异性形状因子和中性弱矢量形状因子

我们已经知道，核子的电磁形状因子的味结构的形式为

$$G_{E,M}^{\gamma}=\frac{2}{3}G_{E,M}^{u}-\frac{1}{3}G_{E,M}^{d}-\frac{1}{3}G_{E,M}^{s}。\tag{2.19}$$

类似地，当一个电子在质子上的弹性散射，把宇称破坏不对称性与夸克结构相结合后，电磁矢量和中性弱强子流（neutral weak hadron current）算符可分解为夸克味算符，其中与夸克流相联系的中性弱形状因子 $G_E^{z,p}$ 和 $G_M^{z,p}$ 由下式给出，

$$\begin{aligned}G_{E,M}^{z,p}(Q^2)&=\sum_f q_V^f G_{E,M}^f(Q^2)\\&=\left(1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{u}(Q^2)+\left(-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)[G_{E,M}^{d}(Q^2)+G_{E,M}^{s}(Q^2)]。\end{aligned}\tag{2.20}$$

$q_V^f=1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W$ 和 $-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$ 分别对应于 u 和 d/s 夸克（反夸克的部分隐含在味形状因子中）。假定电荷对称性（charge symmetry），$G^{u,p}=G^{d,n}$，$G^{d,p}=G^{u,n}$ 和 $G^{s,p}=G^{s,n}$，则可消除 u，d 夸克对中性弱形状因子的贡献[29—31]，中性弱矢量形状因子 $G_{E,M}^{z,p}$ 可表示为核子通常的电磁形状因子 $G_{E,M}^{\gamma,p}(Q^2)$，$G_{E,M}^{\gamma,n}(Q^2)$ 及来自奇异夸克的奇异性电磁形状因子 $G_{E,M}^{s}(Q^2)$ 之和，且与电弱相互作用混合角 θ_W 的联系为

$$G_{E,M}^{z,p}(Q^2)=(1-4\sin^2\theta_W)G_{E,M}^{\gamma,p}(Q^2)-G_{E,M}^{\gamma,n}(Q^2)-G_{E,M}^{s}(Q^2)。\tag{2.21}$$

测量中性弱形状因子 $G_{E,M}^{z,p}$ 就可得到奇异性电磁（习惯上简称为奇异性）形状因子 $G_{E,M}^{s}(Q^2)$。对上式进行高阶效应修正，如电弱辐射修正和重正化效应修正后，体现为

$$G_{E,M}^{Z^0,p}(Q^2) = (1-4\sin^2\theta_W)(1+R_V^p)G_{E,M}^{\gamma,p}(Q^2) - (1+R_V^n)G_{E,M}^{\gamma,n}(Q^2) - G_{E,M}^{s}(Q^2)。 \tag{2.22}$$

上式中的 $R_V^{p(n)}$ 是对质子(中子)的修正因子。理论上关于修正因子有很多计算[30—32]，其值为 $R_V^p = -0.054 \pm 0.033$，$R_V^n = -0.0118 \pm 0.0004$。

在靠近 $Q^2=0$ 处的奇异性形状因子 G_E^s，G_M^s 象征着核子的静态性质。习惯上定义在 $Q^2=0$ 处核子的奇异性磁矩 $\mu_s \equiv G_M^s(Q^2=0)$。由于核子无纯奇异性，因此在 $Q^2=0$ 处 G_E^s 应消失，定义 $G_E^s(Q^2=0)=0$，把在 $Q^2=0$ 处的 G_E^s 的斜率定义为奇异性半径 r_s[22, 31]，即

$$\langle r_s^2\rangle \equiv -6\frac{dG_E^s}{dQ^2}\bigg|_{Q^2=0}，或\ \rho_s \equiv \frac{dG_E^s}{d\tau}\bigg|_{\tau=0} = -\frac{2}{3}M_N^2\langle\gamma^2\rangle^s - \mu_s。 \tag{2.23}$$

2.3.2 中性弱矢量形状因子与宇称破坏不对称性

一个电子在质子上的弹性散射，交换 γ 的电磁相互作用和交换 Z^0 的中性弱相互作用同时发生，电磁相互作用和中性弱相互作用的幅度之间发生干涉，导致左右极化的电子在核子上弹性散射时产生宇称破坏的不对称性。由于弱相互作用的宇称破坏，这些相干效应(interference effect)意味着在电子散射实验中存在一个小的赝标量(pseudoscalar)可观察量。在中性弱作用中分离奇异夸克对核子流的贡献最早在 1978 年由 Gilman 提出[33]，而后 McKeown[34]和 Beck[35]提出了用宇称破坏来考虑质子的弱中性流以及抽取出奇异夸克流矩阵元$\langle N|\bar{s}\gamma^\mu s|N\rangle$。在“树图”情况下，弹性散射截面的不对称性由标准模型给出[31]，其表达式如下：

$$A \equiv \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} = \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\cdot\frac{\varepsilon G_E^{\gamma,p}G_E^{Z^0,p} + \tau G_M^{\gamma,p}G_M^{Z^0,p} - (1-4\sin^2\theta_W)\varepsilon' G_M^{\gamma,p}G_A^e}{\varepsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2}。 \tag{2.24}$$

其宇称破坏不对称性与核子的通常电磁形状因子、电弱混合角及中性弱形状因子有关(这里假设了质子和中子由简单的 u、d 夸克交换相联系)。另外，由于该相互作用是一个 ep 矢量相互作用，存在着与核子内禀自旋(intrinsic spin)相联系的轴矢量(axial vector)耦合，因此中性弱轴形状因子(neutral weak axial form factor)G_A^e 对宇称破坏不对称性也有贡献。(2.24)式中 G_F 为费米常数，$\varepsilon' = \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\varepsilon^2)}$，式中除了质子的电磁形状因子 $G_E^{\gamma,p}$，$G_M^{\gamma,p}$ 和电弱混合角以某种精度已知外，中性弱形状因子 $G_E^{Z^0,p}$，$G_M^{Z^0,p}$ 和弱轴矢量形状因子 G_A^e 正是我们要测量的量。

2.3.3 奇异性形状因子的实验测量

原则上，由(2.24)式的截面不对称性测量得到 $G_E^{Z^0,p}$，$G_M^{Z^0,p}$ 和 G_A^e 或它们的组合)，结合

(2.21)或(2.22)式，可得奇异性形状因子 $G_{E,M}^{s}(Q^2)$。要完全分离奇异性电和磁形状因子以及弱轴形状因子是一个难度极大的实验。电子与核子的散射中，以电磁相互作用幅度占优势，中性弱作用很弱，因此对实验精度要求非常高，每个实验环节都需要仔细设计和严格控制。

1. 在前向角上的实验测量

为分离出 $G_E^{\gamma,p}$，$G_M^{\gamma,p}$ 和 G_A^e，或 G_E^s，G_M^s 和 G_A^e，至少需要三个独立的实验。从(2.24)和(2.22)式可以看到，在非常小的角度上测量，对测定 G_E^s 和 G_M^s 值有优势，尤其是在目前弱轴形状因子 G_A^e 值无精确数据的情况下。因为在 $\theta\to0°$时，$\varepsilon'\to0$，而且由于 G_A^e 乘上因子$(1-4\sin^2\theta_W)$，而 $\sin^2\theta_W\approx0.233\,12$，因此带有弱轴形状因子 G_A^e 的这一项趋于 0。同时，不对称幅度 A 可以达到最大值，因为这时式中 $G_E^{\gamma,p}$ 的系数 ε 达到最大，而 $G_M^{\gamma,p}$ 在任何角上都是有限值。

实验之一是前向角上的 H 靶实验，在 ep 弹性散射中，奇异性夸克的贡献所引起的幅度偏离只与奇异性电和磁形状因子的线性组合相关，关系如下：

$$G_E^s+\eta G_M^s=\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F Q^2}\frac{(G_E^{\gamma,p})^2+\tau(G_M^{\gamma,p})^2}{\varepsilon G_E^{\gamma,p}}(A_{phys}^{H}-A_{NVS}^{H})。\tag{2.25}$$

这里 $\eta(Q^2,E)=\tau G_M^{\gamma,p}/\varepsilon G_E^{\gamma,p}$，$A_{NVS}$ 是假设不存在矢量奇异性，即 $G_E^s=G_M^s=0$ 时计算的不对称性幅度(因为此时还有其他部分贡献于截面不对称性)。实验上单举测量电子束左右极化时的弹性散射截面的不对称性，经过实验上一系列细心的修正后，得到 A_{phys}^{H}，从而得到奇异性电 G_E^s 和磁形状因子 G_M^s 的线性组合值。

另一类前向角实验是在^{4}He 靶上的弹性散射实验，同样可计算出 A_{NVS}。因为在^{4}He 上的弹性散射是一个同位标量的 $0^+\to0^+$ 的跃迁，A_{NVS} 与核结构完全无关，没有从磁或轴矢量流来的贡献，纯粹由电弱参数决定，D 态和同位旋混合及介子交换流可忽略。宇称破坏的不对称性截面仅灵敏于 G_E^s[31]，即

$$A_{phys}^{He}=\frac{-G_F m_N^2}{\sqrt{2}\pi\alpha}\cdot\tau\left(4\sin^2\theta_W+\frac{G_E^s(\tau)}{G_E^{\gamma T=0}}\right)。\tag{2.26}$$

这里 $G_E^{\gamma T=0}=\dfrac{G_E^{\gamma,p}+G_E^{\gamma,n}}{2}$ 是核子同位旋等于零时的电形状因子。在低 Q^2 和 $\tau\to0$ 的情况下，G_E^s 可展开：$G_E^s\approx\rho_s\tau$，则(2.26)式可进一步表示为

$$A_{phys}^{He}=\frac{-G_F m_N^2}{\sqrt{2}\pi\alpha}\cdot\tau\left(4\sin^2\theta_W+\frac{G_E^s(\tau)}{G_E^{\gamma T=0}}\right)\approx\frac{-G_F m_N^2}{\sqrt{2}\pi\alpha}\cdot\tau(4\sin^2\theta_W+2\rho_s\tau)。\tag{2.27}$$

所以，通过测量散射截面不对称性 A_{phys}^{He} 可得到 G_E^s，进而可得奇异性半径 ρ_s；结合(2.25)式可以得到 G_M^s。

JLab A 厅的 HAPPEX 合作组实验是在前向角上的测量。最近的 HAPPEX Ⅱ 的实验[36]，能量为 3.2 GeV、极化度为 85%的纵向极化电子束流在低温液氢靶 H 和气体^{4}He

靶上弹性散射，选择的运动学量为$\langle\theta\rangle=6°$。对于 H 靶，$Q^2=0.109\ \mathrm{GeV}^2$；对于^{4}He 靶，$Q^2=0.077\ \mathrm{GeV}^2$。在改变电子束自旋方向时，需要保持电子束能量、位置、方向等不变，这是实验成功的关键之一。另外需要严格控制束流晃动、能量晃动、位置晃动和角度晃动。在测量截面的不对称性时，对左右极化采取相等的累计统计性，这抑制了许多系统误差。实验的单举测量是在 A 厅的高精度谱仪上完成的。在进行数据分析时，采用了“盲分析法”(blind analysis method)[37]，以避免在分析数据时朝着既定的物理目标进行。这个方法的基本思想是：某个本来要确定的运动学量并不确切知道，在实验后的数据分析时，只将其作为一个参数放在其中，例如 θ 角；等数据分析完毕，再仔细测定 θ 角，重新放入到原参数中，即得到最后结果。经过以上的测量和一系列的修正，并利用世界上在低 Q^2 上的核子电磁形状因子数据，计算了 $A_{\mathrm{NVS}}^{\mathrm{H}}$，得到了高精度的实验结果，其线性组合的奇异性电磁形状因子为

$$G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{s}}+0.09G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{s}}=0.007\pm0.011\pm0.004\pm0.005(\mathrm{FF})\quad(Q^2=0.109\ \mathrm{GeV}^2)。\tag{2.28}$$

最后一项误差 0.005(FF)来自核子电磁形状因子的不确定性。

在^{4}He 靶实验的情况下，对理论上可能引起的不确定性进行了计算和修正，包括来自轴形状因子 $G_{\mathrm{A}}^{\mathrm{e}}$ 和协同辐射的修正，抽取出的奇异性电形状因子为

$$G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{s}}=0.002\pm0.014\pm0.007\quad(Q^2=0.077\ \mathrm{GeV}^2)。\tag{2.29}$$

假设 $G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{s}}\propto Q^2$，$G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{s}}$ 不随 Q^2 变化，用(2.28)和(2.29)式的数据作一个小的演化，至共同的 $Q^2=0.1\ \mathrm{GeV}^2$ 上，则得

$$G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{s}}=-0.005\pm0.019,\ G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{s}}=0.18\pm0.27。\tag{2.30}$$

在低 Q^2 处，奇异性电形状因子基本上为零，而奇异性磁形状因子有一个小的正值。HAPPEX 组的其他几次实验结果在文献[38]及图 2-5 中。计划中将在 12 GeV 能量上进行高 Q^2 实验。

另一个前向角上的实验是 JLab C 厅的 G0 实验[39]，计划要把三个形状因子 $G_{\mathrm{E}}^{\mathrm{s}}$、$G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{s}}$ 和 $G_{\mathrm{A}}^{\mathrm{e}}$ 对 Q^2 的依赖关系都测到。前向角上的实验的物理考虑同 HAPPEX 的 H 靶实验，电子的散射角为 6°～22°之间。由于在这些角度上对电子的测量很困难，所以测量其弹性反冲质子，对应角度在 $48°<\theta_{\mathrm{p}}<78°$，其实验结果发表于[39]。下一步的 G0 实验将要对朝后散射角及氘靶进行实验。

PVA4 合作组的前向角实验在 MAMI 的加速器上完成，实验结果请参阅文献[40]。

2. 在后向角上的实验测量

由(2.21)和(2.24)式可知，在朝后角上的宇称破坏不对称性的 ep 散射，奇异性电形状因子是被抑制的，而是灵敏于质子的奇异性磁形状因子 $G_{\mathrm{M}}^{\mathrm{s}}$ 和中性弱轴形状因子 $G_{\mathrm{A}}^{\mathrm{e}}$ 的线性组合。实验方法同上。

麻省理工学院(MIT)/Bates 上的 SAMPLE 合作组用极化电子在液氢靶上的弹性散射测量其宇称破坏不对称性[41]。入射电子的能量为 0.2 GeV，散射电子在朝后角的 $130^\circ<\theta<170^\circ$ 上测量，由(2.24)式可得中性弱磁形状因子，即

$$G_M^{Z,p}(Q^2 = 0.1\ \mathrm{GeV}^2) = (0.34 \pm 0.09 \pm 0.04 \pm 0.05)\mu_N。 \tag{2.31}$$

最后一项的误差来自轴辐射修正的误差和从宇称破坏不对称性抽取 $G_M^{Z,p}$ 时的其他误差，G_A^e 采用理论计算值，则可得对应的奇异性磁形状因子，见下式

$$G_M^s(Q^2 = 0.1\ \mathrm{GeV}^2) = (0.23 \pm 0.37 \pm 0.15 \pm 0.19)\mu_N。 \tag{2.32}$$

以上实验结果表明 G_M^s 偏向于正值。这个结果有些奇怪，因为理论一般预言奇异性磁形状因子是负的。

为了同时得到奇异性磁形状因子 G_M^s 和中性弱轴形状因子 G_A^e，需要两个独立的实验。一种巧妙的方法是，用极化电子在氘靶上的准弹性散射，即在氘靶中的质子和中子上散射，两个独立实验得到两个形状因子。SAMPLE 组用此方法进行了测量[42]。结果表明，奇异夸克对核子磁形状因子的贡献是相当小的，轴形状因子与理论预言有相当大的偏离，对轴形状因子的电弱辐射修正明显大于理论预言。

国际上主要的奇异性电磁形状因子测量的结果综合于图 2-5 中。

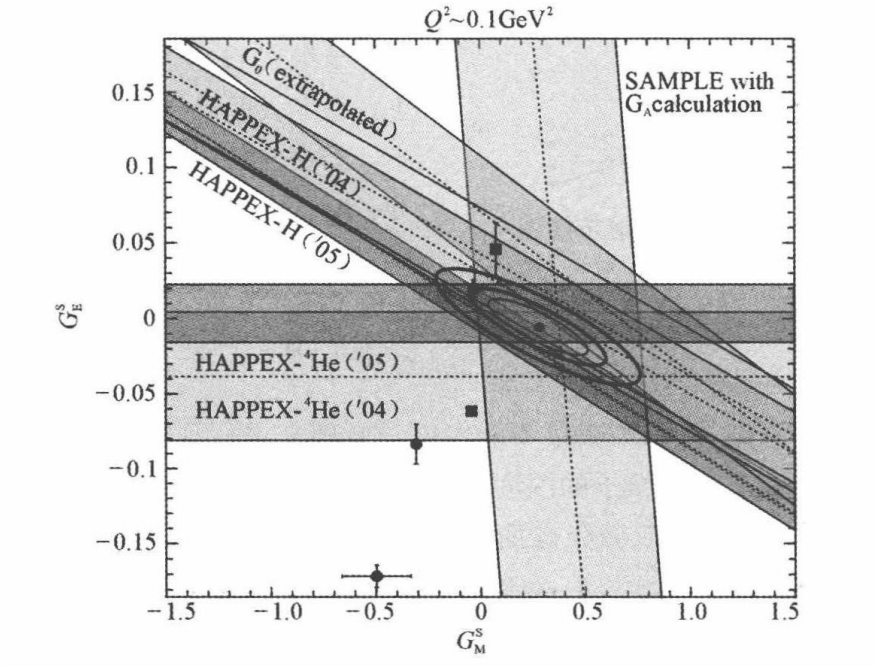


图 2-5　质子的奇异性电磁形状因子的实验结果　包括 JLab 的 HAPPEX 组、G0 组和 SAMPLE 组和 PVA4 组的结果；粗线椭圆上两点是 HAPPEX 最新实验结果，外椭圆及相应的灰带是它们的 1σ 的结果。本图取自 2006 年中-美中能物理会议上 Kees de Jager 的报告。

3. 中微子束实验的可能性

在实验上，分离奇异性电和磁形状因子 $G_{E,M}^{s}$ 和轴形状因子 G_A^s 相当困难。G_A^s 的辐射修正有相当大的不确定性，而且这些修正还牵涉到强子效应，目前还无法对此进行严格计算。所以在 ep 散射中，G_A^s 项是个麻烦事。中微子(neutrino)散射(参见弱相互作用探针)对于研究 G_A^s 可能是最好的场所[31]，它没有这两个麻烦。另外，在 eN 散射中，G_A^s 对截面的贡献部分有因子$(1-4\sin^2\theta_W)$，使得这一项的灵敏度降低一个数量级。因为中微子仅参与弱相互作用，因而 νN 弹性散射中无$(1-4\sin^2\theta_W)$因子。如利用中微子振荡实验线，测量反冲质子，一般在这样的实验中有效$|Q^2|$是很小的，所以有可能测量 $G_A^s(0)$。

§2.4 核子自旋平均的结构函数

2.4.1 深度非弹性散射中核子自旋平均的结构函数

轻子-核子的弹性散射使我们了解到核子的电磁结构(形状因子)，这是我们对核子的整体效应的了解。要了解其更深层次的结构，则需要更高能量或“分辨率”更高的探针，即更高的 Q^2，以便能感受到更微小的结构。在具备了能量更高的轻子束流后，轻子-核子的深度非弹性散射使我们得到了核子内部结构的信息。

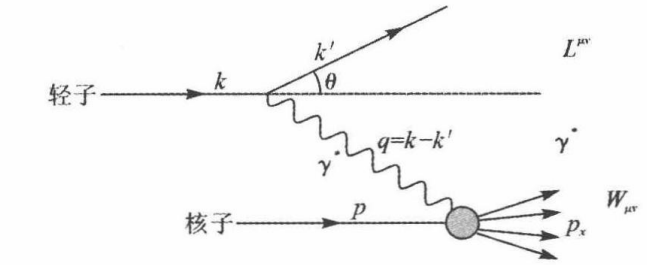


图 2-6 核子深度非弹性散射示意图

在单光子交换近似中，我们可以把非弹性电子散射看作虚光子的产生，作用在核子上。在零级近似(leading order approximation)下，DIS 过程中对作用截面的贡献有两部分：单光子交换的轻子张量 $L^{\mu\nu}$ 和强子张量 $W_{\mu\nu}$，如图2-6 所示，其微分截面为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}=\frac{\alpha^2E'}{2m_NQ^4E}L^{\mu\nu}W_{\mu\nu}。\tag{2.33}$$

由于强子的广延结构，强子张量不能由第一原理来进行计算，必须参数化为函数项。在非极化入射轻子和非极化核子的深度非弹性散射中，在对所有末态上求和及在初始粒子的自旋方向上取平均后，双微分截面可表示为两个与自旋无关的结构函数 W_1 和 W_2(对质子、中子和氘有类似的定义)，关系如下，

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E,\ E',\ \theta)=\sigma_{Mott}\left[W_2(\nu,\ Q^2)+2W_1(\nu,\ Q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]。\tag{2.34}$$

其中 $\sigma_{Mott}=(4\alpha^2E'^2/Q^4)\cos^2\frac{\theta}{2}=\frac{\alpha^2}{4E^2}\frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$。结构函数 W_1 和 W_2 包含了不极化轻子散

射中靶核子结构的所有信息，它们与四动量转移 Q^2 及电子在散射中损失的能量 ν 有关。用变量 $x=Q^2/2m_N\nu$，且定义 $m_N W_1(\nu, Q^2)\equiv F_1(x, Q^2)$，$\nu W_2(\nu, Q^2)\equiv F_2(x, Q^2)$ 后，当 $Q^2\to\infty$，$\nu\to\infty$ 而 Q^2/ν 保持有限(称为比约肯极限)时，结构函数 F_1 和 F_2 就变成了仅为无量纲变量 x 的函数[43]，并趋向于有限值。由于不变质量 $W^2=(p_N+q)^2=m_N^2+2m_N\nu-Q^2$，这里 p_N 是初态静止核子的四动量。对于弹性散射，$W=m_N$，这时有 $Q^2=2m_N\nu$，故 $x=Q^2/2m_N\nu=1$；对于深度非弹性散射，$W^2>m_N^2$，有 $0<x<1$。这里 F_1 和 F_2 分别是狄拉克形状因子和泡利形状因子。DIS 微分截面在假定了单光子交换和忽略了轻子质量和靶核子的费米运动后可表示为

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}=\frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left[F_1(Q^2, x)y^2+\frac{F_2(Q^2, x)}{x}\left(1-y-\frac{m_N xy}{2E}\right)\right]。\tag{2.35}$$

这里采用无量纲独立变量 x 和 y 来替代了 ν 和 q。在简单的部分子模型中，x 是被撞击的部分子所携带的核子的动量份额(在布赖特无限大动量框架内)。这样，结构函数 F_1 和 F_2 就与核子内的以其电荷权重的部分子分布函数相联系[44]，关系如下：

$$F_1(x)=\frac{1}{2}\sum_i e_i^2[q_i(x)+\bar{q}_i(x)], F_2(x)=x\sum_i e_i^2[q_i(x)+\bar{q}_i(x)]。\tag{2.36}$$

$F_2(x)=2xF_1(x)$ 称之为卡伦-格罗斯关系式[45]。i=u，d，s 夸克，这里我们把部分子和夸克混用)，e_i 为第 i 味夸克的电荷，$q_i(x)$，$\bar{q}_i(x)$表示具有动量份额 $x\to x+dx$ 间的第 i 味的夸克和反夸克密度。此时截面公式的形式为

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}=\frac{4\pi\alpha}{Q^4}\frac{F_2}{x}\left[1-y+\frac{y^2}{2(1+R)}\right]。\tag{2.37}$$

这里 $R=\sigma_L/\sigma_T$ 为由核子(实际是部分子)吸收纵向和横向极化虚光子之截面比，它与结构函数相联系，$R=\sigma_L/\sigma_T=(1+\gamma^2)\frac{F_2}{2xF_1}-1$(不极化束流情况下，交换的虚光子有纵向和横向极化度)。当不观察终态强子时，非弹性电子散射的微分截面是核子吸收横向和纵向光子的总截面，纵向和横向极化虚光子作用的相干项的平均为零。

2.4.2　核子结构函数的实验测量

根据(2.35)或(2.37)式进行散射截面测量，束流为电子(SLAC，DESY，JLab)，μ 子(CERN)，或中微子。深度非弹性散射要求较高的轻子束流能量，以满足两个基本条件：四动量转移 $Q^2\geqslant 1$ GeV^2(以满足交换的虚光子的波长足够短)；不变质量 $W\geqslant 2$ GeV(以保证散射末态主要发生在共振区以上)。通常用氢靶测量质子结构函数，用氘靶测量中子结构函数(氘核是结合松散的质子-中子两核子系统)。

1. 核子内存在类点粒子和标度无关性实验

为了进一步确定核子是否为点粒子，或核子是否有结构，用较高能量(约GeV→波长

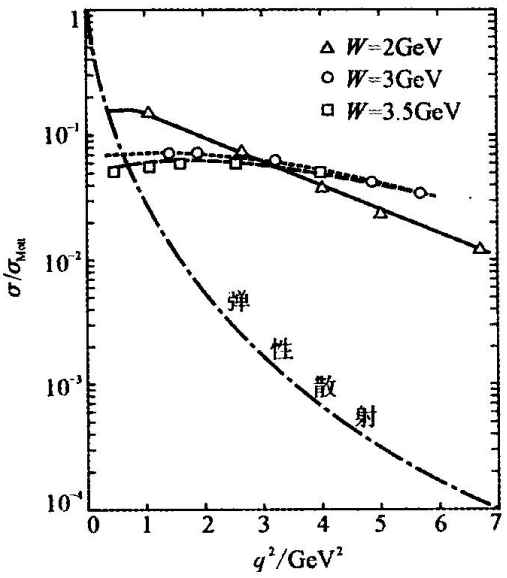


图 2-7　深度非弹性散射截面与弹性散射截面相比较　点-实线为核子上的弹性散射曲线。上方三组实验点对应不同的终态不变质量 $W=2$, 3 和 3.5 GeV (曲线为视觉方便)[46]。

0.1 fm)的轻子在核子上作深度非弹性散射。如果核子是点粒子,其散射截面就应由莫特截面公式所描述;如果核子有结构,那么因为能量较高,电子就能"感觉到"内部的成分,散射截面随 q^2 的变化会有某种程度的不同。1968 年,SLAC 的第一个 ep 深度非弹性散射实验[44, 46],用不同能量的电子束在液氢靶上散射,对散射电子的能量测量从低到较高,直至 $E'\approx 3$ GeV,测得截面与 q^2 的函数关系。实验结果与莫特截面之比示于图 2-7 中,其截面对 q^2 的依赖关系非常不同于弹性散射情形,弹性散射截面随 q^2 的增加而迅速下降。在 $W\approx 2$ GeV附近,截面对 q^2 有较弱的依赖关系;随着 W 的增加,对 q^2 的依赖关系更减弱,这暗示了存在某种标度律。

大量的实验研究了质子结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 的标度行为(截面与 F_2 为正比关系),在不同的固定 x 值上,测量结构函数 F_2 随 Q^2 的依赖关系。在大 Q^2 区域,呈现出与 Q^2 无关的标度无关性。经过 40 多年,多个实验室的努力(SLAC, CERN, DESY 等[47]),人们对核子结构函数的标度行为有了较清晰的了解,如图 2-8 所示。标度律曾作为核子内存在类点粒子的一个证据。因为从部分子模型的描述来说,这个标度行为是很自然的,即电子从类点的、准自由的部分子上散射,当交换的虚光子的运动学变量与核子内的类点的、带电的部分子所带的动量份额 x 相等时,这个虚光子就被部分子吸收了,正好反映了标度律的存在。

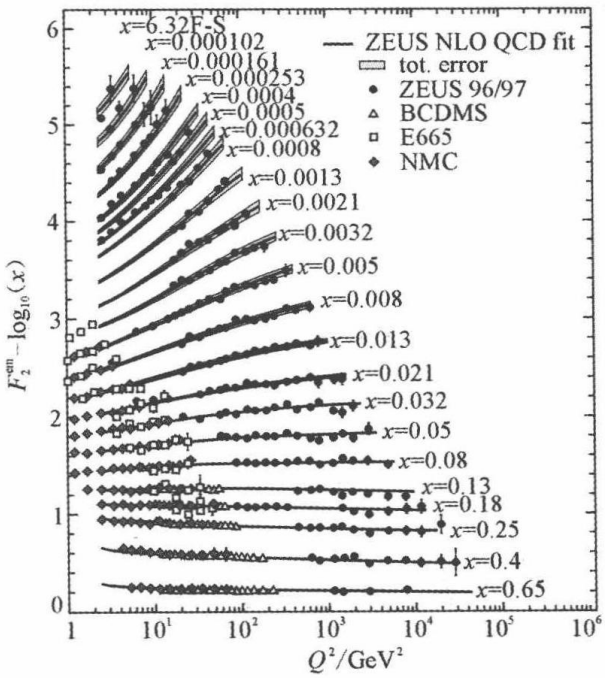


图 2-8　不同的 x 下,结构函数对 Q^2 的依赖关系[47]

既然电子-质子的 DIS 过程可看作电子(通过虚光子)与质子中的部分子的散射,而且部分子(或夸克)是点粒子,它没有激发态,所以以夸克的角度来看,它应是一个弹性散射,在某个 ν 值处应有一个弹性散射峰。假定质子由三个价夸克(u, u, d)组成,每个夸克的质量为质子质量的三分之一,则在 $x\approx 1/3$ 处应有散射截面峰,可在

实验上并未观察到这个峰。原因在于，核子的结构并非这么简单，夸克间有交换胶子的相互作用，有海夸克，还有夸克的费米运动，因而该截面区展开成一个较大的连续区。实验上，通过测量质子与中子的结构函数之差$F_2^p-F_2^n$，则可消除海夸克的影响，因为海夸克对质子和中子的贡献大致相同。实验上确实测量到在 $x\approx1/3$ 处的 $F_2^p-F_2^n$ 曲线上有一个虽然较宽，但却明显的散射峰，从而证实了核子中价夸克的存在[48]。

2. 标度律的破坏与 QCD

虽然实验结果显示出在相当大的 x 变化范围内结构函数 F_2 的大小与 Q^2 无关，而仅与 x 有关。但在小 x 区（$x\approx10^{-4}$）及甚高 x 区，实验上发现有 20%～30%的标度破坏[49]，这正是 QCD 所预言的结果。QCD 预言，由于核子内胶子的交换和辐射，以及夸克和胶子间的相互作用，因而标度律是破坏的。按照 QCD 理论，在低 x，核子主要由胶子和海夸克组成，它们的密度在 $x\to0$ 时很快地增加，可能导致空间重叠和部分子之间的相互作用。由于电磁流守恒，当 Q^2 趋于零时，F_2 应消失，这意味着在非常低的 x 区标度律概念无效。其他的一些理论模型[50]，如扩展的夸克-部分子模型，通常的场论、渐近自由规范理论等都预言了标度律会有小的偏离。

3. 核子中类点带电粒子的自旋实验

在部分子模型中，核子内部分子的自旋反映在 R 值中，忽略部分子的质量和横向动量后，螺旋度守恒要求：对于自旋为 1/2 的部分子，应有 $R=0$ 或 νR 应该有标度无关行为，这里 $R=\sigma_L/\sigma_T$ 为核子对虚光子的纵向吸收截面与横向吸收截面之比。如果部分子的自旋为 0，则应有 $R\to\infty$。在单光子交换近似中，(2.35)式可等效地写为

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(\theta,\ E,\ E')}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'}=\Gamma_T[\sigma_T(Q^2,\ \nu)+\varepsilon\sigma_L(Q^2,\ \nu)]。\tag{2.38}$$

$\Gamma_T=\dfrac{\alpha}{4\pi}\dfrac{K}{Q^2}\dfrac{E'}{E}\left(\dfrac{2}{1-\varepsilon}\right)$ 是横向虚光子流。对于质子，$K=(W^2-m_p^2)/(2m_p)$。为分离出由纵向和横向极化的虚光子作用形成的纵向截面 σ_L 和横向截面 σ_T，在固定的 ν 和 Q^2 值上至少需要在两个不同的 θ（或 ε）上单举测量微分截面。文献[51]的 SLAC 的 ep 非弹性散射实验，得到 R 的平均值为 $R=0.18\pm0.1$。类似的实验[52]，在 $Q^2=1\sim10\ \mathrm{GeV}^2$ 范围内，νR 值与 Q^2 无关，而且趋于零值。所以，实验表明，R 值很小，随 Q^2 变化很慢。以后的 ep，ed 等实验，在较大的运动学量变化范围上的测量证实了这一点，得到带电部分子自旋为 1/2 的结论。由于 SLAC 电子直线加速器及其实验及相关理论的贡献，1990 年，泰勒(R. E. Taylor)，肯德尔(H. W. Kendal)及弗里德曼(J. I. Friedman)共享了诺贝尔物理学奖。

不管是弹性散射的形状因子对 q^2 的关系，还是非弹性散射的截面与 q^2 的关系，都表明核子不是一个简单的点粒子。强子的基本成分首先是由盖尔曼(M. Gell-Mann)和茨威格(G. Zweig)在组分夸克模型中称之为夸克[53]。费恩曼后来称这类点粒子为部分子，并提出了部分子模型[54]。在两个模型中，强子的组成成分都是类点粒子，自旋为 1/2，且带

有分数电荷。但前者只有三个夸克分担核子的总质量，后者预言一个核子由质量非常小的大量的夸克-反夸克对组成。这两个模型后来合成一个，即夸克-部分子模型。自旋为1/2和带有分数电荷的部分子概念已被普遍接受。中国学者当时曾提出了层子模型[55]。

4. 核子内夸克的动量分布函数

由(2.36)式可以看出，结构函数 $F_1(x)$ 和 $F_2(x)$ 是核子内以动量分布函数形式存在的各夸克含量的线性组合。由实验分别测得质子和中子的结构函数 $F_2^p(x)$ 和 $F_2^n(x)$，中子内的部分子分布函数通过同位旋对称性与质子内的部分子分布函数相联系，因为 u/d 夸克和质子/中子都形成同位旋双态。当仅考虑价夸克 u，d 和相应的海夸克对以后，得到结构函数之差与 u，d 分布函数之差[48]的关系为

$$F_2^p(x) - F_2^n(x) = \frac{x}{3}[q_u(x) - q_d(x)]。 \tag{2.39}$$

由实验测得质子、中子结构函数之差后，则可得到 u、d 夸克的动量分布函数之差。做更多不同 Q^2 和不同 x 时的类似实验，则可得到它们一系列的函数关系。另外，要确切地得到每种夸克在核子中的分布函数，还须在测得结构函数的基础上，除了轻子 DIS 实验数据外，还需要相关的硬过程的数据，如 pp 碰撞数据。在理论模型的基础上，做参数化工作，完整地拟合实验数据，则能得到所要的结果[56]。图 2-9 是综合世界上的测量数据给出的质子内的夸克、反夸克动量分布函数，$f = u_v$，d_v，$\bar{u}$，$\bar{d}$，s 等。从图中可以看出，质子中价夸克 u 的贡献最大，d 夸克其次，而相应的反夸克和海夸克 $\bar{u}$，$\bar{d}$，s 等的贡献小得多，而且主要分布在小 x 区。

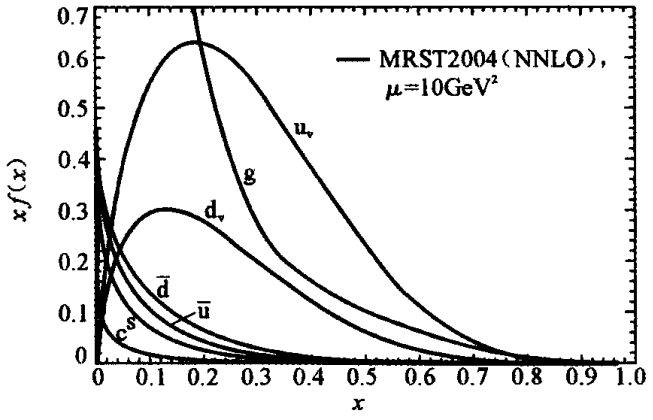


图 2-9 质子中部分子分布 $f(x)$ 乘以 x 对 x 的函数关系[57]

2.4.3 广义部分子分布和深度虚康普顿散射

近年来，新的理论框架提出，核子的广义部分子分布(generalized parton distribution, GPD)提供了关于非朝前康普顿散射幅度与核子结构函数之间的关系；提供了通常的部分子分布(动量分布)与弹性形状因子(空间分布)之间的密切联系，也与核子中夸克和胶子的轨道角动量相联系[58]。

1. 广义部分子分布

通常的 DIS 实验，往往是单举测量。广义部分子的分布需要在一个特定的过程中测量，即散射中产生一个新粒子，而原先的核子保持完整。产生的新粒子可以是实光子，或

者是与光子有相同量子数的中性矢量介子，或中性赝标量介子。在比约肯极限下，QCD 因子化定理(factorization theorem)把该过程因子化为一硬散射过程和一软散射过程。硬散射过程描写入射轻子的虚光子在靶核子中的一个夸克上的弹性散射，在相对短的时间尺度内带有动量份额 $x+\xi$ 的夸克吸收一入射虚光子而高度地离壳；然后是由 GPD 描写的非微扰部分——软过程，在相对长的时间尺度内，该夸克被发射和带着动量份额 $x-\xi$ 回到核子的基态，同时辐射一粒子(如实光子或其他强子)，核子的四动量由初态 p 变为末态反冲动量 p'。对于每种夸克味，其软过程由四个广义部分子分布函数 H，E，$\widetilde{H}$ 和 $\widetilde{E}$ 所表征。由于它们相对于 DIS 中的部分子分布有额外的自由度，也由于在特定的极限条件下，它们可与 DIS 部分子分布等同，因此称它们为广义部分子分布。在深度非弹性散射中，一个高能虚光子在靶核子中的一个夸克上散射，并发射一 γ 光子的过程称之为深度虚康普顿散射(DVCS)过程，如 $e(E,\ k)+\gamma^*(q)+N(p)\rightarrow e'(E',\ k')+\gamma(q')+N(p')$。该过程的最低阶扭度(扭度-2，扭度的概念请参阅下一节)手袋图如图 2-10 所示。软过程的四个结构函数除了对 Q^2 的依赖关系外，还是另外三个变量 $(x,\ \xi,\ t)$ 的函数，这里的 x 是被撞击夸克的光锥动量份额，因为这里有非零动量转移给核子，所以这里的 x 与 DIS 中的有所不同，动量份额 x 的约束条件为 $-1<x<1$，ξ 是转移给核子的纵向动量份额，是 DVCS 标度变量，核子的四动量的改变为 $t=(p'-p)^2$。在固定 x_B(比约肯变量)，且 $Q^2\gg\Lambda^2_{QCD}$，$Q^2\gg -t$ 时，GPDs 的第一矩 $\int_{-1}^{+1}GPD(x,\ \xi,\ t)\mathrm{d}x$。其中 $GPD(x,\ \xi,\ t)$ 代表 H，E，$\widetilde{H}$ 和 $\widetilde{E}$，与弹性形状因子的联系为

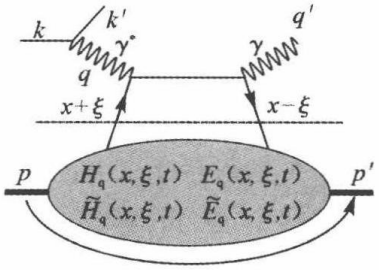


图 2-10　DVCS 过程的手袋图　三条连接一起的细直线代表夸克及其所带动量；粗直线表示核子及其动量；$\gamma^*(\gamma)$ 为虚(实)光子。

$$\int_{-1}^{+1}H^q(x,\ \xi,\ t)\mathrm{d}x=F_1^q(\xi,\ t),\ \int_{-1}^{+1}E^q(x,\ \xi,\ t)\mathrm{d}x=F_2^q(\xi,\ t),\tag{2.40}$$

$$\int_{-1}^{+1}\widetilde{H}^q(x,\ \xi,\ t)\mathrm{d}x=g_A^q(\xi,\ t),\ \int_{-1}^{+1}\widetilde{E}^q(x,\ \xi,\ t)\mathrm{d}x=h_A^q(\xi,\ t)。\tag{2.41}$$

$F_1^q(t)$，$F_2^q(t)$分别是狄拉克形状因子和泡利形状因子，g_A^q 是轴形状因子，h_A^q 是赝标量形状因子。在朝前方向($\xi=t=0$)，GPDs 的 H 和 $\widetilde{H}$ 就回到通常的部分子分布：$H^q(x,\ \xi=0,\ t=0)=q(x)$，$\widetilde{H}^q(x,\ \xi=0,\ t=0)=\Delta q(x)$，这里的 q 代表每个夸克味，Δq 是我们在下一节要讲到的夸克自旋分布函数。GPD 描写非零度散射角的康普顿过程。在非朝前区，有动量转移给靶核子，因此，广义部分子分布代表不同动量的夸克之间的关联或波函数重叠，是在核子中找到一个动量份额为 $x+\xi$ 的夸克，且由一个动量份额为 $x-\xi$ 的夸克所取代的概率幅度；它不能像部分子分布的概念那样在比约肯极限下解释为动量分布密度。但在 $\xi=0$ 时，则回到动量分布密度的概念。

2. 深度虚康普顿散射

人们将产生一个实光子的遍举过程称为深度虚康普顿散射(deeply virtual Compton scattering, DVCS),它是能够用 GPDs 来解释的最简单过程。在零阶 α_s 近似下,首阶扭度(leading twist)($O(1/Q)$)的 DVCS 幅度 T_{DVCS} 为

$$T_{\mathrm{DVCS}} \propto \int_{-1}^{+1} \frac{GPD(x,\xi,t)}{x-\xi+\mathrm{i}\varepsilon}\mathrm{d}x = P\int_{-1}^{+1} \frac{GPD(x,\xi,t)}{x-\xi}\mathrm{d}x - \mathrm{i}\pi GPD(x=\xi,\xi,t)。 \tag{2.42}$$

这里平均核子动量 $P=(p+p')/2=p+\xi$。GPDs 以在 x 上的积分形式进入到 DVCS 的幅度:x 上的主值积分给出实部,在固定值(边界点)$x=\xi$ 上则给出虚部。如对函数 H_1 而言,有 $\mathrm{Im}H_1(\xi,t)=-\pi H_q(x=\xi,\xi,t)$。虚部可通过对单自旋(仅束流或靶极化)截面不对称性的测量得到,实部可通过入射轻子电荷(正反电荷)截面不对称性得到。在轻子-核子的遍举散射过程中,虽然散射幅度 T_{DVCS} 可测,但有一个贝特-海特勒过程(Bether-Heitler process, BH 过程)与 DVCS 过程并存。BH 过程是由入射轻子或出射轻子在核子上弹性散射前或后辐射的光子,这些实光子不带有核子内部的信息。这两个过程有相同的末态(都是一个散射轻子,一个实光子和一个反冲核子),因此实验上单凭测量的运动学量无法鉴别这两个过程的事例。然而 BH 过程是一个纯粹的电磁过程,是可以精确计算的,因此原则上可以从由散射过程产生光子的截面中减去 BH 截面,从而抽取出 DVCS 截面。在能量很高时,则整个过程以 DVCS 过程为主,此法尚可用。然而,目前大多数实验室可达到的运动学区,在遍举光的截面中以 BH 过程为主,这使得用简单的相减方法来抽取 DVCS 截面变得非常困难。由于 DVCS 和 BH 过程来的光子的相干性,大的 BH 贡献通过相干项进入到 DVCS 散射幅度中。DVCS 单光子产生过程的截面 $\mathrm{d}\sigma \propto |T|^2$,散射幅度 $|T|^2$ 除了 DVCS 幅度 T_{DVCS} 和 BH 幅度 T_{BH} 外,还包含相干项($T_{\mathrm{DVCS}}\cdot T_{\mathrm{BH}}$),见下式,

$$\frac{\mathrm{d}^4\sigma}{\mathrm{d}\varphi\mathrm{d}t\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}x} = \frac{\alpha_{\mathrm{em}}^3}{8\pi}\frac{1}{4x_{\mathrm{B}}m_{\mathrm{N}}^2E^2}\frac{|T_{\mathrm{BH}}+T_{\mathrm{DVCS}}|^2}{(1+4x_{\mathrm{B}}^2m_{\mathrm{N}}^2/Q^2)^{1/2}}。 \tag{2.43}$$

这里 $y=\nu/E$ 是虚光子携带的能量份额。方位角 φ 是轻子散射平面(入射和出射轻子构成的平面)和由虚光子和实光子定义的平面之间的夹角。

理论研究表明[59]在首阶扭度下,相干项与方位角 φ、入射轻子螺旋度 P_l、电荷符号 e_l 或靶螺旋度相关,关系如下:

$$2T_{\mathrm{BH}}\mathrm{Im}(T_{\mathrm{DVCS}}) \propto \frac{4\sqrt{2}m_{\mathrm{N}}e^6}{tQx}\cdot\frac{1}{\sqrt{1-x}}\cdot e_lP_l\sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}}\sin\varphi。 \tag{2.44}$$

轻子辐射实光子的 BH 过程与核子的相互作用是弹性的,因而 BH 幅度纯粹是实的。所以利用相反螺旋度(或正反电荷)的电子的光产生截面之差,则可消除来自 $|T_{\mathrm{BH}}|^2$ 项的贡献。由单自旋不对称性的测量,可得到相干项的虚部信息。如果用相反螺旋度的纵向极化电子束流,则单光子产生截面的不对称性($\mathrm{d}\bar{\sigma}-\mathrm{d}\bar{\sigma}$)正比于相干项的虚部,如下式所示,

$$d\vec{\sigma} - d\overleftarrow{\sigma} \propto 2 \cdot T_{BH} \cdot \mathrm{Im}(T_{DVCS}) + [|\vec{T}_{DVCS}|^2 - |\overleftarrow{T}_{DVCS}|^2]。 \tag{2.45}$$

同时，在较低束流能区，$|T_{DVCS}|^2$ 的贡献是强烈被抑制的，主宰这个截面之差的项是 BH 和 DVCS 之间的相干项。大的 BH 幅度实际上成为了 DVCS 幅度虚部的放大器。单自旋不对称性截面有一个 $\sin\varphi$ 的依赖关系，考虑较高阶扭度后，微分散射截面的不对称性可表述为

$$\frac{d^4\sigma}{d\varphi dt dQ^2 dx} - \frac{d^4\sigma}{d\varphi dt dQ^2 dx} = \frac{A\sin\varphi + B\sin(2\varphi)}{-s'u'}。 \tag{2.46}$$

这里 $s'u' = -4(k\cdot q')(k'\cdot q')$ 来自 BH 过程的电子传播子，是可以进行计算的。$A\sin\varphi$，$B\sin(2\varphi)$分别表示在扭度-2，高阶扭度螺旋度截面之差对 φ 的依赖关系。由此，实验上可独立地抽取出扭度-2 和扭度-3 的 DVCS-BH 相干项。得到 $\sin\varphi$，$\sin(2\varphi)$的实验分布点后，通过拟合，可以得到系数 A 和 B。通过 A，使得我们可以估计 GPDs 的大小，通过 B，研究较高扭度效应的大小。同时，做不同 Q^2 值时的测量，则可研究 DVCS 幅度对 Q^2 的演化关系。

3. 实验测量

既然 GPDs 的虚部可以由极化束流截面之差得到，因此实验上就转为测量单自旋不对称性。相同的运动学量的正反纵向极化(所谓纵向是指极化方向与轻子束动量方向平行或反平行)，轻子与靶核子相互作用，实验测量时，选择的运动学范围使之在 DVCS 作用区，作轻子、产生的实光子和靶核子的三重符合测量，以保证这三个粒子是从同一事件中产生的。

在 DESY，H1 和 ZEUS 组测量了在 $x_B \approx 2\xi \approx 10^{-3}$ 处的截面[60]，JLab CLAS 组测量了束流的相对螺旋度不对称性截面[61]，DESY 的 HERMES 组测量了束流的相对螺旋度不对称性截面[62]，JLab A 厅[58, 63]，B 厅[64]在质子靶上的测量，提供了在价夸克区的 DVCS 截面的测量，实验结果支持 DVCS 中的微扰 QCD 标度的预言。总的来说，对广义部分子分布的研究还是初步的。鉴于对 GPDs 的实验研究可得到核子的丰富信息，也在于其信息的深刻性，如可得到高扭度效应，也可对 Q^2 依赖的截面拓宽到更大的范围，可确定手袋幅度在较高的扭度幅度上是否还以其为主；另外，还可研究夸克、胶子的总轨道角动量对核子自旋的贡献等。所以在 JLab 升级至 12 GeV 后，将以较高能量和高亮度对以上的物理量加以测量，以 DVCS 和遍举介子产生为研究工具来研究 GPDs。CERN 将做 100～200 GeV 的极化 μ 束流的不对称性测量。

§2.5　核子极化结构函数

粒子的自旋是它最基本的性质之一，它决定粒子在时空变换中的对称性行为。我们知道，核子的自旋为 1/2。理论上，一个复合粒子的自旋应该是该粒子基本组分所带的自

旋和其角动量的矢量和。1988 年，CERN 的 EMC 组的实验结果表明，核子的自旋只有很少一部分来自核子内的夸克[65]，由此引发了“自旋危机”(spin crisis)，引起了理论和实验对核子自旋结构的研究热潮。一个自然的问题是，核子自旋的其余部分从何而来？从 QCD 角度看，核子的基本成分是夸克和胶子；从角动量的生成元的 QCD 表示出发，核子自旋结构的一般形式可表示为

$$\langle S_z^N \rangle = \frac{1}{2} = J_q + J_g = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q + \Delta G + L_g 。 \tag{2.47}$$

夸克的总角动量 J_q 包括核子内夸克的自旋贡献 $\Delta\Sigma$ 和它们的轨道角动量 L_q，以及胶子的轨道角动量 L_g 和胶子极化 ΔG 的贡献成为胶子的总角动量 J_g。目前，对 $\Delta\Sigma$ 的研究比较深入，而对轨道角动量及胶子自旋的了解还甚少。

2.5.1 深度非弹性散射中核子的纵向极化结构函数的实验研究

1. 核子的自旋结构函数 g_1，g_2

在电子或光子的深度非弹性散射中，其作用截面是轻子张量和强子张量的乘积，见(2.33)式。轻子和强子张量各包含对称性和反对称性部分，它们分别是：

$$L_{\mu\nu}(k, s; k') = 2[L_{\mu\nu}^{(sy)}(k; k') + iL_{\mu\nu}^{(A)}(k, s; k') = 2[L_{\mu\nu}^{(sy)}(k; k') + im_l\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}s^\alpha q^\beta], \tag{2.48}$$

$$W_{\mu\nu}(q; P, S) = W_{\mu\nu}^{(sy)}(q; P) + iW_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S)。 \tag{2.49}$$

其中带上标(sy)和(A)的项分别表示对称性和反对称性项，P，S 分别代表核子的动量和自旋。对称部分与不极化的 DIS 相联系，包含了两个分布函数 W_1 和 W_2(或 F_1 和 F_2)，与极化 DIS 相关的部分由两个自旋结构函数 G_1 和 G_2 来表征，关系如下：

$$W_{\mu\nu}(q; P, S) = 2\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha\{m_N^2 S^\beta G_1(\nu, Q^2) + [m_N\nu S^\beta - (S\cdot q)P^\beta]G_2(\nu, Q^2)\}。 \tag{2.50}$$

$\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ 是在四维空间中总的反对称性张量，如 $\epsilon_{0123} = 1$，$\epsilon_{1023} = -1$ 等。由于以上这些表达式是电磁规范不变的，所以有 $q^\mu W_{\mu\nu} = q^\nu W_{\mu\nu} = 0$。由(2.48)、(2.49)和(2.33)式，可将微分截面表示为

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_N Q^4}\frac{E'}{E}[L_{\mu\nu}^{(sy)}W^{\mu\nu(sy)} - L_{\mu\nu}^{(A)}W^{\mu\nu(A)}]。 \tag{2.51}$$

当用相反极化的核子靶时，微分截面之差有以下的形式，

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega}(k, s, P, -S; k)' - \frac{d\sigma}{dE'd\Omega}(k, s, P, S; k)' = \frac{2\alpha^2}{m_N Q^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}^{(A)}W^{\mu\nu(A)}。 \tag{2.52}$$

由上式可见，对称性部分消去了，而反对称部分不可能相消。因此，用极化束流或(和)极化靶测量自旋结构，测量其散射截面的不对称性，可得到相应的结构函数。在测量核子的纵向极化函数时，用纵向极化的带电轻子分别在纵向极化靶核子上的深度非弹性散射，这里纵向极化是指极化方向与电子束流动量同向或反向。在纯光子交换中，纵向极化的轻子在纵向极化的核子上的深度非弹性散射的微分截面不对称性由下式表示(通常用极化微分截面对不极化截面之比，这样可消去实验中的某些系统误差)，见下式

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\uparrow\Downarrow}}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\nu}-\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\nu}=\frac{4\pi\alpha^2}{Q^2E^2}[m_{\mathrm{N}}(E+E'\cos\theta)G_1(Q^2,\nu)-Q^2G_2(Q^2,\nu)]。\quad(2.53)$$

$\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Uparrow}$($\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Downarrow}$)是轻子和核子自旋极化方向平行(反平行)时的截面。在比约肯极限下，对应的标度函数为

$$g_1(x,Q^2)=m_{\mathrm{N}}^2\nu G_1(\nu,Q^2),\ g_2(x,Q^2)=m_{\mathrm{N}}\nu^2G_2(\nu,Q^2)。\quad(2.54)$$

因而截面不对称性演化为

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\downarrow\Uparrow}}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega}-\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\uparrow\Uparrow}}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega}=\frac{4\alpha^2}{m_{\mathrm{N}}Q^2}\frac{E'}{\nu E}\left[(E+E'\cos\theta)g_1(x,Q^2)-\frac{Q^2}{\nu}g_2(x,Q^2)\right],\quad(2.55)$$

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\downarrow\Rightarrow}}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega}-\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\uparrow\Rightarrow}}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega}=\frac{4\alpha^2\sin\theta}{m_{\mathrm{N}}Q^2}\frac{E'^2}{\nu^2E}[(\nu g_1(x,Q^2)+2Eg_2(x,Q^2)]。\quad(2.56)$$

为方便起见，两个独立实验的作用截面的不对称性分别用下面的 $A_{//}$和 $A_\perp$来表示，

$$A_{//}=\frac{\mathrm{d}\sigma^{\downarrow\Uparrow}-\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Uparrow}}{\mathrm{d}\sigma^{\downarrow\Uparrow}+\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Uparrow}},\qquad A_\perp=\frac{\mathrm{d}\sigma^{\downarrow\Rightarrow}-\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Rightarrow}}{\mathrm{d}\sigma^{\downarrow\Rightarrow}+\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Rightarrow}}。\quad(2.57)$$

$\mathrm{d}\sigma^{\downarrow\Rightarrow}$和 $\mathrm{d}\sigma^{\uparrow\Rightarrow}$是靶与束流极化方向互相垂直时的截面。深度非弹性散射的物理过程是核子组分对虚光子的吸收，在部分子模型中，其截面不对称性由下式给出。

$$A_1=(\sigma_{1/2}-\sigma_{3/2})/(\sigma_{1/2}+\sigma_{3/2}),\ A_2=\sigma_{TL}/(\sigma_{1/2}+\sigma_{3/2})/2。\quad(2.58)$$

这里截面 $\sigma_{1/2}$，$\sigma_{3/2}$分别正比于虚光子在散射核子中找到一个自旋与核子的自旋平行、反平行的夸克的概率，是当虚光子-核子系统的总角动量在虚光子动量方向上的投影为 1/2，3/2 时的光子吸收截面。A_2 是相干项，它是横向和纵向幅度的相干项对截面的贡献 σ_{TL}与总的横向虚光子吸收截面 $\frac{1}{2}(\sigma_{1/2}+\sigma_{3/2})$ 之比。在单光子交换近似下，实验测量的不对称度 $A_{//}$和 $A_\perp$与虚光子被吸收的不对称性 A_1 和 A_2 相关，关系式如下：

$$A_{//}=D\left[A_1+\gamma\frac{(1-y)}{1-y/2}A_2\right],\ A_\perp=d[A_2-\gamma(1-y/2)A_1]。\quad(2.59)$$

这里虚光子的退极化因子 $D=y(2-y)/[y^2+2(1-y)(1+R)]$，$d=D\frac{\sqrt{1-y}}{1-y/2}$，$R=$

σ_L/σ_T 为核子对虚光子的纵向吸收截面对横向吸收截面之比。在夸克-部分子模型中，核子的自旋结构函数 g_1，g_2 与虚光子吸收不对称性 A_1 和 A_2 有以下关系[66]：

$$A_1 = \frac{1}{F_1}(g_1 - \gamma^2 g_2),\ A_2 = \frac{\gamma}{F_1}(g_1 + g_2)。 \tag{2.60}$$

式中的 F_1 是自旋平均的结构函数。通过实验测得 $A_{//}$ 和 $A_\perp$，则可得自旋相关的结构函数 g_1 和 g_2。由于核子的张量部分包含两个自旋相关的因子，所以至少需要两个独立的实验。

2. 质子的自旋结构函数 g_1^p 及其第一矩的实验测量

实验上，氢靶情况下单举测量极化 DIS 散射截面，得到不对称性 $A_{//}$。在同样运动学条件下，束流与靶的极化关系不同，得到散射截面不对称性 $A_\perp$，从而得到 g_1 和 g_2。在不同的 x，Q^2 值上作同样的测量，则得到一系列 $g_1(x, Q^2)$和 $g_2(x, Q^2)$。$F_1(x)$可用已知的实验值，R 值可由 QCD 计算或用实验值。在较高 Q^2 时，(2.60)左式中的 $g_2(x)$由系数 γ^2 所抑制，在允许的近似下，可忽略 g_2。这样，在不做横向极化靶的实验测量的情况下，也可得到自旋结构函数 $g_1(x)$，这时上述 A_1 与自旋分布函数 $g_1(x)$和结构函数 $F_1(x)$有简单关系式 $A_1 = g_1/F_1$。$g_1(x)$表示核子中带有动量份额为 x 的夸克的极化度，或者说，在纵向极化的核子中纵向极化夸克的分布函数。对 x(0 到 1)的积分则为核子自旋结构函数的第一矩(first moment)，见下式，

$$\Gamma_1(Q^2) = \int_0^1 g_1(Q^2, x)\mathrm{d}x。 \tag{2.61}$$

实验测量点是离散点，且往往受实验条件的限制而不可能在一个实验中对 x 从 0 测到 1。在进行实验数据处理时，对测量的实验点做数学拟合，得到“实验”曲线。在此基础上作合理外推到 0 和 1，或与世界上其他实验室的数据衔接(需演化到同样的 Q^2 上)，得到0～1 范围内的数据，再对 x 积分。

欧洲核子中心的 EMC 组的纵向极化 μ 子在纵向极化质子上的深度非弹性散射，其实验中 x 的范围为 $(0.01 < x < 0.7)$，Q^2 从 2.5 ～ 70 GeV^2；束流能量为 100 GeV，120 GeV 和200 GeV，其最大极化率为 80%；质子靶由液氦冷却的氨提供。不对称性的测量式为

$$\Delta = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = P_T P_B f A_{//}。 \tag{2.62}$$

其中 N_1，N_2 分别对应束流两种极化时的事例数，作单举测量，P_T 和 P_B 分别是靶和束流的极化度，f 是靶中极化质子的比例，即稀释因子。在不同的 x 和 Q^2 上得到 $A_{//}$，继而得到 A_1 值。从 QCD 计算出 R 值，拟合实验点并合理外推到 0 和 1 后，则得到在 $Q^2 =$ 10.7 GeV^2 时质子的第一矩[65]，其结果如下：

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \int_0^1 g_1^p(x)\mathrm{d}x = 0.123 \pm 0.013(\text{stat.}) \pm 0.019(\text{syst.})。 \tag{2.63}$$

SLAC[67]、CERN[68]和 DESY[69]等实验室的实验测量，结论基本相同，即质子自旋第一矩的实验值[70]明显小于埃利斯-贾菲自旋求和规则给出的理论预言值。

3. 中子自旋结构函数 g_1^n 及第一矩的实验测量

一般用极化的氘或 ^{3}He 靶作为中子靶。氘核可看作质子和中子为准自由的系统。对氘核的结构已有比较明确的了解，所以对少量处于 D 态的概率 $\omega_D(=0.05\pm0.01)$ 可给予修正。另外，它的自旋结构函数与质子、中子的结构函数之间有下列明确的关系，

$$g_1^n(x) = 2g_1^d(x)/(1-1.5\omega_D) - g_1^p(x), \tag{2.64}$$

$$\Gamma_1^d = \frac{1}{2}(\Gamma_1^p + \Gamma_1^n)(1-1.5\omega_D)。 \tag{2.65}$$

这里 g_1^d 和 Γ_1^d 分别是氘的自旋结构函数和它的第一矩。在同样实验条件下，用质子靶测量得 g_1^p 和 Γ_1^p，则得到中子的结果。如 SLAC 的(E143)实验[71]，用此法抽取出中子第一矩为

$$\Gamma_1^n(Q^2 = 3\ \text{GeV}^2) = -0.037 \pm 0.008(\text{stat.}) \pm 0.011(\text{sys.})。 \tag{2.66}$$

^{3}He核由一个氘核和一个质子组成，因为^{3}He 波函数最主要的是 S 态，由于泡利不相容原理，在其中的两个质子的自旋方向相反，而留下的中子自旋成为自旋相关散射中的主要贡献，所以极化的^{3}He可以作为极化的中子源来使用。对纵向极化的轻子束流与纵向极化的^{3}He靶的准弹散射作单举测量，束流极化平行和反平行时实验截面的不对称度为 $A_{//}^{^3\mathrm{He}} = \dfrac{\Delta}{P_B P_T \mathrm{f}}$，$\Delta = \dfrac{(N_1 - N_2)}{(N_1 + N_2)}$。由测量的^{3}He 不对称性，可得到 A_1^n 不对称性和中子结构函数 g_1^n(具体计算见参考文献[72])，

$$g_1^n = [A_1^n F_1^n + A_2^n F_1^n (2m_N x/\nu)^{1/2}](1 + 2m_N x/\nu)。 \tag{2.67}$$

JLab A 厅的中子自旋结构实验的入射电子束流能量为 5.7 GeV，束流极化度 $P_B = (79.7\pm2.4)\%$。中子靶为 10 个大气压的^{3}He 气体，极化度为 $P_T = (40\pm1.5)\%$。实验结果表明，在 $x = 0.47$ 处，A_1^n 由负值到 0，然后到 $x = 0.60$ 时有明显的升高，与 pQCD 和价夸克模型的预言有同样的趋势，如图 2-11 所示[72]。

理论预言，在高 x 区，核子的自旋主要由价夸克贡献，而海夸克和胶子的贡献是不重要的，这样价夸克的物理就明显地显示出来。pQCD 理论也预言在 $x\to1$ 时有 $A_1^n(x)\to1$。所以在此区间对中子的自旋结构函数进行精确测量对理解核子的结构和检验理论非常重要。当 JLab 的 CEBAF (TJNAF)升级到 12 GeV 后，A 厅将从低 x 到高 x 区进行测量[76]，有望得到中子自旋结构的第一矩的精确数据。

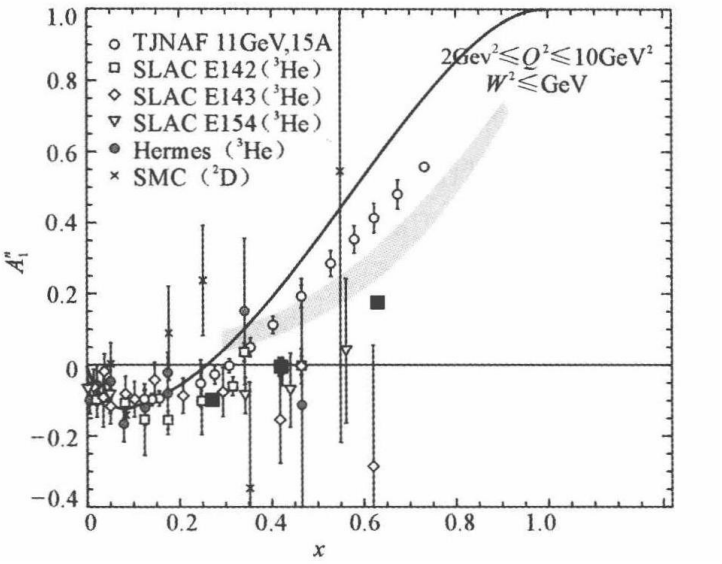


图 2-11 JLab 及其他实验室的中子自旋实验结果以及 JLab (TJNAF)能量升级后的可能实验结果 实芯黑方块为 JLab A 厅的实验结果。曲线是 pQCD 理论预言,带状是价夸克模型预言,空圆点为预计在能量升级后的测量点和误差估计[72]。其他实验室的实验结果:SLAC[73], Heemes[74], CERN SMC[75]。

4. 自旋结构函数第一矩与比约肯求和规则

众多的质子和中子的第一矩实验数据为检验求和规则提供了条件。其中一个重要而基本的求和规则是比约肯求和规则[77],它是从光锥流代数和假定同位旋对称性并基于 QCD 基础上推导得到的,在 $Q^2\to\infty$, $\nu\to\infty$极限和 $x = Q^2/2m_N\nu$ 有限时有效。该求和规则把整个能区上的自旋结构与核子的静态性质——轴耦合常数 g_A 联系起来,存在下面的关系,

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \int_0^1 [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)]dx = \frac{1}{6}\left|\frac{G_A}{G_V}\right|。 \tag{2.68}$$

G_A, G_V 分别是在中子 β 衰变中的轴和矢量弱耦合常数。在 QCD 中,已用算符乘积展开技术证明了该求和规则,仅有的假设是同位旋对称性。在有限 Q^2 值时,需作 QCD 辐射修正。作三阶修正后,质子和中子第一矩之差由下式给出,

$$\int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]dx = \frac{1}{6}\left|\frac{G_A}{G_V}\right|\left[\left(1-\frac{\alpha_s}{\pi}\right) - 3.25\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 13.85\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3\right]$$

$$= 0.186 \pm 0.002(\text{当 } Q^2 = 10\ \text{GeV}^2\ \text{时})。 \tag{2.69}$$

这里 α_s 是强耦合常数,这里的修正系数是对于四类夸克味而言的。SLAC E143 实验得到

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.163 \pm 0.010(\text{stat.}) \pm 0.016(\text{sys.})(Q^2 = 3\ \text{GeV}^2)。$$

在误差范围内，这与比约肯求和规则一致。比约肯求和规则在 $Q^2 = 3\text{GeV}^2$ 上的计算值为 0.171±0.008；又如 CERN SMC 组[78]的极化 ed 实验，得到 $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.199 \pm 0.038$ ($Q^2 = 10\ \text{GeV}^2$)。

不管用氘靶，还是用^{3}He靶，得到的中子自旋函数第一矩都是绝对值很小的负值。世界上的实验数据 $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ 大多在 0.180 附近[68, 79]。综合世界上的实验结果，发现实验数据与比约肯的预言相吻合，而埃利斯-贾菲求和规则[80]是破坏的，该求和规则是用 SU(3) 味对称性，忽略了胶子的贡献，并假定奇异夸克海是不极化的，它分别给出质子和中子极化结构函数的第一矩值。

5. 核子中夸克味的自旋含量

在假设了核子的内在自旋结构为 SU(3)味对称后，在极化的 DIS 过程中由轴流探知核子结构，左-右手耦合之差为轴矢量耦合，因而有 $\Delta q_i(x) = [q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x) + \bar{q}_i^{\uparrow}(x) - \bar{q}_i^{\downarrow}(x)]$，这里 $q_i^{\uparrow(\downarrow)}(x)$ 和 $\bar{q}_i^{\uparrow(\downarrow)}(x)$ 是找到自旋沿着(反着) 核子自旋方向、动量份额为 x 的第 i 味夸克和反夸克的概率，所以 $\Delta q_i(x)$ 是核子中带有动量份额为 x 的极化夸克的分布函数。第 i 味夸克的总螺旋度为对 x 从 0 到 1 的积分，即

$$\Delta q_i = \int_0^1 \Delta q_i(x)\mathrm{d}x = \int_0^1 [q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x) + \bar{q}_i^{\uparrow}(x) - \bar{q}_i^{\downarrow}(x)]\mathrm{d}x。 \tag{2.70}$$

式中的变量同时也是 Q^2 的函数。如果设 Δq_i 仅为 Δu，Δd，Δs，这意味着夸克对核子自旋的贡献为 $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$ (c、b 和 t 夸克由于质量很大，很少在核子内出现，可忽略不计)。下面我们在不同的模型中加以讨论。

在夸克-部分子模型中

在极化 DIS 中，由于截面 $\sigma_{1/2}$ 和 $\sigma_{3/2}$ 正比于找到平行和反平行于核子自旋的一个夸克的概率，这个概率是夸克所带电荷平方的权重，导致截面不对称性正比于夸克自旋的加权电荷平方：$(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) \approx \left(\frac{2}{3}\right)^2 \Delta u + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \Delta d + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \Delta s$。

夸克-部分子模型中，在标度范围内，核子自旋结构函数 g_1 或第一矩 $\Gamma_1(Q^2)$ 和核子内夸克自旋极化分布 Δq_i 间有确定的关系，忽略 QCD 修正时有下式，

$$\begin{aligned}\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) &= \int_0^1 g_1^{p(n)}(x, Q^2)\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\sum\nolimits_i e_i^2 \Delta q_i(Q^2) \\ &= \frac{1}{2}\left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 \Delta u(d)(Q^2) + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \Delta d(u)(Q^2) + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \Delta s(Q^2)\right]。\end{aligned} \tag{2.71}$$

这里 e_i 是夸克味 i 的电荷。夸克自旋结构函数的第一矩并不正好等于夸克自旋对核子自旋的总贡献。在夸克-部分子模型中，假设了 SU(3)对称性，在弱相互作用中，已知道有极化夸克与弱相互作用常数相关的两个线性方程，由下式给出，

$$g_A = g_3 = \Delta u - \Delta d,\ g_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s。 \tag{2.72}$$

弱作用常数 g_A 和 g_8 在弱衰变中都已有了很精确的测量值[81]，分别为 $g_A = 1.257\,3 \pm 0.002\,8$ 和 $g_8 = 0.579 \pm 0.025$。而在 DIS 中，由(2.71)和(2.72)式，以及实验上测定的第一矩 $\Gamma_1^{p(n)}$ 值和弱相互作用中已知的弱作用常数，可以得到 Δu、Δd、Δs 在极化核子中的含量和夸克对核子自旋的总贡献 $\Delta\Sigma$。在质子情况下，我们可由测得的 Γ_1^p 直接得到 $\Delta\Sigma$。由(2.71)和(2.72)式，可以把 Γ_1^p 写成(忽略了 QCD 修正)

$$\Gamma_1^p = \frac{\Delta u - \Delta d}{12} + \frac{\Delta u + \Delta d - 2\Delta s}{36} + \frac{\Delta u + \Delta d + \Delta s}{9} = \frac{g_A}{12} + \frac{g_8}{36} + \frac{\Delta\Sigma}{9}。 \tag{2.73}$$

亦可由 Γ_1^p 直接得到中子的第一矩 Γ_1^n，只需在上式中 g_A 前加负号即可。

在简单的夸克模型中，核子由无轨道角动量的夸克组成，无极化胶子存在。由SU(6)全对称波函数给出，$\Delta u = \frac{4}{3}$，$\Delta d = -\frac{1}{3}$，$\Delta s = 0$，核子自旋的纯夸克螺旋度贡献 $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 1$，其结论是：核子的自旋 100%来自其组分夸克，这与深度非弹性散射实验的结果相矛盾。事实上，组分夸克模型的结果与深度非弹性散射中的流夸克的结果不同是可以理解的，因为它们本身就是两回事[82]。在相对论夸克-部分子模型中，有轨道角动量贡献，但胶子无极化，则夸克螺旋度对核子自旋的贡献为 0.75。

在微扰 QCD 中

QCD 理论考虑胶子及其与夸克的相互作用，作 QCD 修正后，$g_1^{p(n)}$ 的第一矩以轴流的单态项 a_0 和非单态项 g_A 和 g_8 的核子矩阵元来表示，其表达式为

$$\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) = \int_0^1 g_1^{p(n)}(x, Q^2)\mathrm{d}x = \left(+(-)\frac{1}{12}g_A + \frac{1}{36}g_8\right)C_{ns}(Q^2) + \frac{1}{9}a_0 C_s(Q^2)。 \tag{2.74}$$

式中 $a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s = \Delta\Sigma$。对于首阶扭度(扭度-2)，$C_{ns} = C_s = 1$；QCD 三阶修正系数 $C_{ns} = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.58\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 - 20.22\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3$，$C_s = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 1.10\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2$。这里的修正系数是对三味夸克而言的，与夸克-部分子模型相类似，由实验测得核子自旋的 Γ_1 值，结合已知的弱衰变常数与夸克自旋之间的线性组合关系式[83]，可得知夸克螺旋度对核子自旋的总贡献量 $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$ 和各类夸克自旋 Δu，Δd，Δs 的贡献。如 SLAC E154 组给出在 $Q^2 = 5$ GeV 时的夸克自旋贡献[73, 84]：$\Delta u = 0.82 \pm 0.04$，$\Delta d = -0.43 \pm 0.04$，$\Delta s = -0.09 \pm 0.04$，$\Delta\Sigma = 0.30 \pm 0.06$。其他多数实验结果也多在此附近。同时，在半举极化测量中，还可以在实验上把各类价夸克和海夸克对核子自旋的贡献分别直接测出。目前公认的结论是：核子的自旋只有约 30%由核子内夸克携带，奇异海夸克对核子的自旋有贡献，剩下部分可能由夸克和胶子的轨道角动量 L_q，L_g 及胶子极化 ΔG 所贡献。

6. 轨道角动量和胶子极化

轨道角动量

轨道角动量 L_q，L_g 对核子自旋的贡献目前尚未有实验结果。理论上，Ji 提出用广义部分子分布进入这些量[85]，其主要思想是：夸克或胶子的总轨道角动量可以写成能量-动量的张量，张量是与广义部分子分布(GPDs)相联系的。GPDs 的第二矩通过 Ji 的求和规则与夸克所携带的总角动量(轨道角动量＋自旋)相联系。对于夸克和胶子，$J_q=\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}x[H_{q,g}(x,\xi,t)+E_{q,g}(x,\xi,t)]\mathrm{d}x$，该求和规则在 $t=0$ 处展开，得到总角动量对核子自旋的贡献，即

$$J_q=\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}x[H(x,\xi,t=0)+E(x,\xi,t=0)]\mathrm{d}x。\tag{2.75}$$

这里 $J_q=\frac{1}{2}\Delta\Sigma+L_q$。要把夸克和胶子的 GPDs 分离开，实验上需要做多个遍举过程测量。如果做足够多的实验，从而得到 GPDs 的第二矩，则 Ji 求和规则将给出夸克轨道角动量对核子自旋的贡献。这将是 JLab 12 GeV 上的重要课题之一。

核子自旋的标度行为和胶子极化分析

实验上在不同的 Q^2 值上测量不对称性 A_1，在误差范围内，已有的大多数实验数据显示了标度无关性，即与 Q^2 无关。但在很小的 x 区和大 x 区，实验上显示标度律有一定程度的破坏。QCD 理论也预言，由于核子内夸克和胶子的相互作用以及胶子极化的存在，标度律是被破坏的，即极化核子的结构函数对 Q^2 有依赖关系。极化部分子密度随 Q^2 的演化由 DGLAP 方程描述[86]。简单地看，在比约肯求和规则中加进了 QCD 修正，(2.74)式显示，核子的第一矩是强相互作用耦合常数 α_s 的函数，而 α_s 是 Q^2 的函数。在虚光子的四动量转移 Q^2 不是很大时，夸克与胶子之间的有效耦合常数 g_{eff} 值有一定大小；只有当 Q^2 很大或 $Q^2\to\infty$ 时，才有 $\alpha_s\to0$，此时才有 Γ_1 或 g_1 与 Q^2 无关。

在实验上，目前很难直接测量极化胶子的分布。一个想法是：由于部分子模型给出核子的自旋结构函数与 Q^2 无关，那么实验上测到与 Q^2 有关的部分可认为是胶子的贡献。但是，实际上，有两个其他原因也使它对 Q^2 有依赖关系：一是在第一矩的 QCD 修正的积分式中的跑动耦合常数 α_s 与 Q^2 相关，另一个是由于胶子极化分布按它自己的规律随 Q^2 演化。但原则上可以把它们分离出来。在实验上测得 g_1(或 Γ_1)与 Q^2 的依赖关系后，建立参数化的拟合函数，包括带有 QCD 修正的夸克极化分布函数 g_1(或 Γ_1)和参数化的 Δg 或 ΔG，分离出胶子极化与 Q^2 依赖关系的部分。做这种分离的前提是 g_1 或 Γ_1 与 Q^2 依赖关系的数据足够精确和足够多，但目前世界上随 Q^2 演化的数据还是在一个有限的范围内。由 NLO(next to leading order)拟合世界上的数据抽取出的胶子极化分布强烈地依赖于最初参数化的假设，得到的结果非常粗糙。虽然目前也有一些直接的实验测量，但误差都很大。JLab 升级至 12 GeV 后，对胶子极化的研究将是其重要内容之一。

7. GDH 求和规则及其实验

在 $Q^2\to\infty$ 的区域，轴荷矩由比约肯求和规则描写，它是描写弱作用区（微扰 QCD 理论范围）性质的求和规则；而在 $Q^2\to 0$ 时，则由柯拉西莫夫-德雷尔-赫恩求和规则（Gerasimov-Drell-Hearn sum rule，GDH）[87]描写该强作用区（非微扰 QCD 理论范围）。GDH 求和规则是从最基本的物理原理出发，由洛伦兹不变性，规范不变性，低能定理（low energy theorem），幺正性（unitarity），光学定理（optical theorem）以及不相减的色散关系（dispersion relation）应用于朝前康普顿散射幅度的计算得到的一个求和规则。它把在整个能区上的双极化螺旋度截面之差与核子的静态性质——反常磁矩 k 联系了起来，关系如下：

$$I^{\mathrm{GDH}}(Q^2)=\int_{\nu_0}^{\infty}[\sigma_{1/2}(\nu)-\sigma_{3/2}(\nu)]\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}=-\frac{2\pi^2\alpha_{\mathrm{EM}}}{m_{\mathrm{N}}^2}k^2。\tag{2.76}$$

这里 ν_0 是产生 π 的阈值，这排除了 ν_0 以下的弹性散射部分。$\sigma_{1/2}$ 和 $\sigma_{3/2}$ 分别对应于入射光子和靶核子的自旋是反平行和平行时的光-产生 π 的截面。ν 是在实验室系中光子的能量。广义的 GDH 求和规则[88]严格地使 GDH 在整个 Q^2 区上有效，它把 GDH 求和规则与比约肯求和规则联系了起来。研究这两个求和规则之间的联系，可以帮助我们理解从共振为主的连续过程（小 Q^2 上，强子图像）到部分子（大 Q^2 上，夸克-胶子）图像上的深度非弹性散射的不连续过程的变迁。文献[88]给出，朝前虚康普顿散射幅度 S_1 与核子的自旋结构函数之间有简单关系：$S_1=4\int_{\nu_0}^{\infty}\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}G_1(\nu,Q^2)$，$S_1$ 可计算。广义 GDH 求和规则把极化虚光子吸收截面与核子的自旋结构函数联系起来。习惯上定义一个 I_{GDH} 量，其表达式为

$$I_{\mathrm{GDH}}(Q^2)\equiv\int_{\nu_0}^{\infty}[\sigma_{1/2}(\nu)-\sigma_{3/2}(\nu)]\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}=16\pi^2\alpha\int_0^{x_0}\frac{g_1(x,Q^2)-\gamma^2g_2(x,Q^2)}{Q^2\sqrt{1+\gamma^2}}\mathrm{d}x。\tag{2.77}$$

按照伯克哈特-科廷厄姆（Burkhardt－Cottingham，BC）求和规则，g_2 的积分为零；$x_0=Q^2/2M\nu_0$，$\gamma^2=Q^2/\nu^2$，在领头阶，$1/\sqrt{1+\gamma^2}\to 1$，于是有

$$I_{\mathrm{GDH}}(Q^2)=\frac{16\pi^2\alpha}{Q^2}\int_0^{x_0}g_1(x,Q^2)\mathrm{d}x。\tag{2.78}$$

我们可以在任何 Q^2 值上计算 S_1 的值。相应地，在实验条件允许的情况下，可以在任何 Q^2 上检验广义 GDH 求和规则。通常的 GDH 和比约肯求和规则成了广义 GDH 的两个极限情况。在接近 $Q^2=0$ 处，其幅度可以理解为强子自由度的贡献，可用 χ_{PT} 计算，这有利于与（广义）GDH 的计算作比较。图 2－12 给出理论走向和已有的实验点。目前，需要 $Q^2<0.2\ \mathrm{GeV}^2$ 区间上的精确而较密集的实验数据，决定在此附近的实验曲线的斜率，以便合理地外推到 $Q^2=0$ 的点，即 GDH 点，用以检验理论。

JLab 实验以^{3}He作为中子靶，测量方法基本上与中子自旋结构的测量相同。单举测量核子与轻子纵向极化平行和反平行时的截面之差，特别的要求是：在很小散射角上测量，因为要得到 Q^2 非常小的区间的数据；测量的散射电子要覆盖从 π 产生阈、准弹性散射峰、到共振区、到深度非弹性散射能区，以便对散射中产生 π 的阈以上的所有能量损失积分。JLab A 厅的实验设备很适合小角上的测量，它有一对相对小而灵巧的“Suptum”磁铁，放置在谱仪前，可测量到的最小散射角为 6°。实验数据正在处理之中[90]。

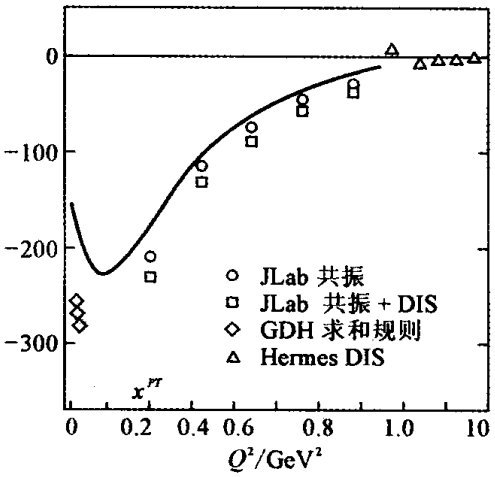


图 2-12　GDH 求和规则点、夸克模型（实线）和手征微扰论（χ_{PT}）预言曲线和已有的实验点[89]

8. 核子自旋结构函数 g_2 的实验研究

由(2.60)式可知，当核子相对于束流方向为横向极化时，截面不对称性正比于 $\gamma(g_1+g_2)$，此时，g_1 和 g_2 有相同的贡献。虽然我们在讨论 g_1 及其矩时，忽略了 g_2，但是对它的精确测量是非常重要的。因为 g_2 函数有来自夸克-胶子关联和较高扭度的贡献；并且，它涉及到较多的物理量，首先对 g_1^p 的测量精度有影响；其次，自旋纵-横向极化率 $\delta_{LT}(Q^2)$ 也与 g_2 有关；同时，它也是检验手征计算的理想物理量。g_2 函数还直接与 d_2 函数相关，而 d_2 函数直接与高阶矩及色极化相联系，所以实验上精确测量 g_2 函数是特别有兴趣的。

g_2 函数与核子自旋扭度

在部分子模型中，g_2 自旋结构函数没有简单的解释，有 $g_2=0$；且由虚康普顿散射色散关系式，BC求和规则 $\int_0^1 g_2(x)\mathrm{d}x=0$[91]。但是，在基于与模型无关的QCD基础上的算子乘积展开(OPE) 中，极化 DIS 中未知的强子流展开成夸克和胶子算子项，且由因子 $(1/Q)^{\tau-2}$ 的幂展开级数，这里 $\tau=2,3,4,\cdots$ 称之为算子的扭度(twist)。当 $\tau=2$(首阶扭度-扭度-2) 时，g_1 和 g_2 都包含有从扭度-2 来的贡献，它对应于电子或光子从无质量的、无相互作用的夸克上的散射。在 $\tau>2$，即较高的扭度时，则有来自非微扰的贡献，如夸克-夸克、夸克-胶子关联以及夸克的质量效应的贡献。夸克的囚禁与这些效应有关，因此高扭度的测量是了解这些效应的一个重要途径。

g_2 是一个较高扭度的结构函数。在散射过程中，多个部分子参与其中，光锥部分子模型和 OPE 分析指出，对于扭度-3，由于夸克-胶子关联，它对 g_2 的贡献将有一个可观测的量。在忽略夸克的质量效应时，即 $O(m_q/\Lambda_{QCD})$ 时，扭度-3 的 g_2 由扭度-2 的 g_2^{WW} 和扭度-3 的 $\bar{g}_2$ 所贡献[92]，其关系为

$$g_2(x,Q^2)=g_2^{WW}+\bar{g}_2。\tag{2.79}$$

其中有下列关系式，

$$g_2^{WW}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 \frac{g_1(y, Q^2)}{y} dy, \tag{2.80}$$

$$\bar{g}_2 = -\int_x^1 \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{m_q}{m_N} h_T(y, Q^2) + \xi(y, Q^2)\right]\frac{dy}{y}。 \tag{2.81}$$

上式中夸克横向极化分布 h_T 是另一个扭度－2 贡献，它与核子中横向极化密度有关。由于夸克的质量 m_q 比核子的质量小得多，这项贡献可忽略。ξ 项(扭度－3)为夸克-胶子相互作用的贡献。Wandzura 和 Wilczek 根据 g_1 和 g_2 都包含扭度－2 算子，推导得到轻子与渐近自由夸克作用时 g_2 的扭度－2部分，即如(2.80)式所示，g_2^{WW} 完全由 g_1 的扭度－2 所贡献。对 g_2^{WW} 的测定，可以用 NLO 拟合到世界上已大量测得的在高 Q^2 区的高精度 g_1 数据(世界上的 g_1 数据一般在不同的运动学区)，用标准 DGLAP 演化方程计算，则得到极化部分子分布 g_1，进而得到 g_2^{WW}。然而(2.80)式只有在 $Q^2 \to \infty$时才有较好的近似。已有的实验结果显示，在高 Q^2 区，扭度－2 的 g_2^{WW} 能较好地描述实验数据；而在较低的四动量转移 Q^2 区(如 $Q^2 = 0.57 \sim 1.34\ \mathrm{GeV}^2$)，精确的 g_2^n 实验数据较明显地显示出偏离扭度－2 的 g_2^{WW}，显示出 g_2 灵敏于较高的扭度[93]，这表明夸克-胶子相互作用这样的贡献可能是很重要的。因此实验上测量低 Q^2 区的 g_2，可提供研究高扭度的机会。另一方面，SLAC 的一个实验数据表明，质子的 BC 求和规则在较大 Q^2($Q^2 = 5\ \mathrm{GeV}^2$) 区破坏[94]，这对理论提出了挑战。同时，这也要求实验上以更高的精度在较高的能量区(或 Q^2 区)进行测量。

g_2 函数的实验测量

g_2 函数的实验测量同 g_1 的测量，但因要测量两个结构函数，所以用纵向极化的电子束流，分别在相对于束流方向平行和垂直极化的氢(或^{3}He)靶上散射。抽取出 $g_2(x, Q^2)$ 后，与 $g_2^{WW}(x, Q^2)$ 作比较，则得到较高扭度$\bar{g}_2$。进而得到扭度-3(d_2)，扭度-4(f_2)，以及色电磁场对核子极化的响应等重要信息，同时对 BC 求和规则进行检验。

JLab 将在目前的 6 GeV 和升级到 12 GeV 的 CEBAF 上作仔细研究，测量低 Q^2 区同时测量中等 Q^2 区，以描述从夸克图像(色极化)到强子图像(广义自旋极化)的跃迁[95]，也将以更高的精度在较高的能量区或 Q^2 区进行测量。

2.5.2 深度非弹性散射中核子的横向极化结构函数的实验研究

1. 横度的基本概念

核子横向极化时的部分子分布函数(横度)h_1 是描写关于横向极化的核子内夸克的纯横向极化度的。横度(transversity)是在一个相对于核子本身的(无限大)动量方向横向极化的核子中夸克的横向自旋分布。横向分布也可解释为在一个横向极化的核子中找到一个横向极化夸克的概率。在非相对论性夸克模型中，核子中的夸克没有自旋-轨道相互作用，横度分布函数等同于纵向夸克极化分布函数 $g_1(x, Q^2)$。然而，核子中的夸

克不可能是非相对论性的，因为核子是由夸克组成的束缚态，夸克的动量在 $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV，而u、d夸克的质量比这小得多。目前，关于这个分布函数 h_1 的实验数据非常缺乏。它是一个扭度－2的量，其定义为 $h_1^q(x, Q^2) = q_{\uparrow}^{\uparrow}(x, Q^2) - q_{\downarrow}^{\uparrow}(x, Q^2)$，即为具有横向自旋的夸克平行和反平行于核子自旋的数密度之差。这里的箭头代表横向极化。横度 h_1 与核子的自旋平均的数密度 $q(x)$和螺旋度密度 $\Delta q(x)$同样重要。这三个分布函数的测定，使我们能比较完整地了解核子的结构。实验上研究横度，不仅可以给出核子的基本函数之一 h_1，还可研究核子内夸克的相对论性质[96]。横度 h_1 与夸克的张量荷(tensor charge)相联系[97]，它的最低阶矩是度量一个简单的局域算符张量荷的，且为理解核子自旋与夸克的横动量(轨道角动量)之间的关联提供重要信息。人们相信，夸克的轨道角动量对核子的自旋是有贡献的，而目前，即使在纵向极化的研究中也还是非常缺少的数据。对横度的研究，有助于提炼出价夸克行为，因为在核子中不存在胶子的横度，所以价夸克的横度性质不会被混淆[98]。这些性质在理论上非常有兴趣，因为横度分布与QCD的一般性质相联系。

在DIS中，强子(如 π 介子)的产生是类点夸克吸收一个虚光子和随后碎裂成一个强子性终态的过程，这两个过程分别由夸克分布函数 $q_f(x, Q^2)$和碎裂函数 $D_f^h(z, Q^2)$所描述。碎裂函数有一个手征-奇(chiral-odd)的结构，所以横度和相关的自旋分布函数是手征-奇的结构函数。由于电磁或QCD强相互作用中螺旋度守恒，在这些相互作用中没有翻转螺旋度的扰动存在，它意味着不可能在单举轻子-核子散射(手征-偶)实验中直接观察，在反应终态中存在另一个手征-奇的产物且对其测量是必要的。在DIS中的半单举单强子(如 π)产生是测量横度的一个好的实验对象，产生的 π 是手征-奇的，因为在非微扰碎裂过程中产生了非微扰手征-奇的效应。

2. 横度与单自旋不对称性

理论上[99, 100]，手征-奇的碎裂函数 $H_1^{\perp}$ 由柯林斯函数描写，它还有在时间翻转下时间-奇(time－odd)的结构。柯林斯碎裂函数描写夸克的横向极化，它阐述了被虚光子撞击的横向极化的夸克碎裂到一个不极化的强子 π；产生一个 π 的概率怎样与 π 的产生方向相关联，被撞击夸克的横向极化怎样影响该强子的横动量成分 $\boldsymbol{P}_{h\perp}$(垂直于虚光子方向)，因而影响到这强子的 φ 角的分布，φ 角是强子产生平面($\boldsymbol{P}_h \wedge \boldsymbol{q}$)与轻子散射平面之间的夹角；其产生截面还与 φ_s 角有关，φ_s 角是靶极化平面($\boldsymbol{S}_{\perp} \wedge \boldsymbol{q}$)与轻子散射平面之间的夹角(柯林斯角)，图 2－13 展示出了这些角度关系。从实验上测量强子的横动量分布就能得到核子中夸克横向极化的信息。

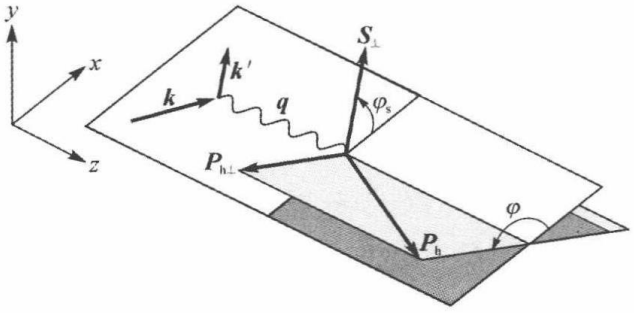


图 2－13　强子散射角分布　k，k'分别是入射和出射轻子的四动量，$\boldsymbol{P}_h$ 是产生的强子的动量，$\boldsymbol{P}_{h\perp}$ 为其相对于 $\boldsymbol{q}$ 的横动量，φ，φ_s 为其方位角。

另一个完全不同的机制是西韦尔斯效应(Sivers effect),它是终态相互作用效应,其横动量分布的不对称性来自靶核子的横向极化与核子中不极化夸克的横动量 P_T 之间的关联。在光子吸收和普通的碎裂过程后,夸克 P_T 的残余可以遗传到所产生的强子的横动量成分 $P_{h\perp}$ 里去,因而影响到 π 介子相对于靶自旋和围绕虚光子方向的方位分布。由于该分布函数与朝前散射幅度相联系,而这散射幅度包含有靶核子的螺旋度翻转,因而包含了被散射的非极化夸克的轨道角动量的信息。

第三个是 Pretzlosity 效应(Pretzlosity effect),它是夸克相对论效应的一个直接量度[96],它也是部分子轨道角动量的一个直接量度[101]。在靶核子极化、轻子束流不极化的 DIS 中,半单举测量截面的不对称性,横度及相关的分布函数反映在此单自旋不对称性中。在简单模型中,核子由无相互作用的共线部分子(夸克和胶子)组成,在此模型中,单自旋不对称性不存在;在微扰 QCD 语言中,单自旋不对称性在"扭度-2"的水平上消失,也即当多-部分子关联和部分子横动量忽略时,单自旋不对称性不存在;在高 $P_{h\perp}$ 时,单自旋不对称性也是被抑制的,因为这时微扰 QCD 有效。但实际上,非共线部分子的贡献可能存在;在中等或较低的 $P_{h\perp}$ 上,微扰 QCD 失效,多-部分子关联(高扭度效应)显露。所以在极化的 DIS 的半单举单自旋实验中,在适度的 $P_{h\perp}$ 上测量强子方位分布的不对称性将可得到手征-奇横向分布函数和手征-奇碎裂函数的信息。

单自旋 DIS 中产生的单强子的横动量的方位分布不对称幅度可表示为以上三个效应的幅度之和(在首阶近似下),关系如下:

$$
\begin{aligned}
&A_{UT}(x,\ z,\ \boldsymbol{P}_{h\perp}^2)\\
&=A_{UT}^{\text{Collins}}+A_{UT}^{\text{Siverss}}+A_{UT}^{\text{Protzelositys}}\\
&=|\boldsymbol{S}_\perp|\frac{1-y}{1-y+y^2/2}\cdot\frac{P_{h\perp}}{zm_h}\sin(\varphi+\varphi_s)\cdot\frac{\sum_q e_q^2 h_1^q(x)H_1^{\perp(1)q}(z,\ \boldsymbol{P}_{h\perp}^2)}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x)D_1^q(z,\ \boldsymbol{P}_{h\perp}^2)}\\
&+|\boldsymbol{S}_\perp|\frac{P_{h\perp}}{zm_h}\sin(\varphi-\varphi_s)\cdot\frac{\sum_q e_q^2 f_{1T}^{\perp(1)q}(x)H_1^{\perp(1)q}(z,\ \boldsymbol{P}_{h\perp}^2)}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x)D_1^q(z,\ \boldsymbol{P}_{h\perp}^2)}\\
&+|\boldsymbol{S}_\perp|\frac{1-y}{1-y+y^2/2}\cdot\frac{P_{h\perp}}{6z^3m_N^2m_h}\sin(3\varphi-\varphi_s)\cdot\sum_q e_q^2 h_{1T}^{\perp(2)q}H_1^{\perp q}(z,\ \boldsymbol{P}_{h\perp}^2)。
\end{aligned}
\tag{2.82}
$$

式中下标 U, T(⊥)分别表示轻子束流不极化和靶核子横向极化,上标($n=1,2$)表示权重。$z=\frac{E_h}{\nu}$,求和是对靶核子中的夸克 q,$H_1^{\perp(1)q}$ 是夸克 q 的碎裂函数(柯林斯碎裂函数),f_1^q,D_1^q 分别是不极化函数和通常的碎裂函数,下表 h 指产生的强子。

3. 实验测量

实验时,核子靶正、反向横向极化,在 DIS 中,半单举测量强子产生的方位角不对称

幅度，测到的是总的幅度 A_{UT}。由于三个函数有不同的空间依赖关系，通过不同的角度依赖关系抽取出来，或通过拟合实验数据得到。

DESY 的 Hermes 组用 27.5 GeV 能量的正电子与横向极化氢靶的深度非弹性散射，得到在 $z(x)$ 和 $P_{\perp}^{\pi}$ 平均下的柯林斯不对称矩 $\langle \sin(\varphi+\varphi_s)\rangle_{UT}^{\pi}$ 随 $x(z)$ 的分布[102]。COMPASS 组用 μ 子在横向极化的 ^{6}LiD 上的深度非弹性半单举单自旋散射测量中，柯林斯和西韦尔斯不对称性都为零[103]。可能的解释是：u 和 d 夸克的横度有相反的符号，因为其极化靶同时含有质子和中子，认为中子的单自旋不对称性测量中，分布函数和碎裂函数以 d 夸克为主。

由于夸克的横向极化以及柯林斯碎裂函数为未知，所以应该在基本相同的运动学范围内至少做三到四个独立的实验测量。因此，JLab 正在进行对横向极化的中子靶上的半单举单自旋不对称性的研究，用 $n^{\uparrow}(e, e'\pi^-)$[104] 和 $n^{\uparrow}(e, e'\pi^+)$[105] 反应，也许能提供关于 d 夸克碎裂及横度的信息。与 Hermes 在横向极化质子靶 $p^{\uparrow}(e^+, e'^+\pi^-)$ 和 $p^{\uparrow}(e^+, e'^+\pi^+)$ 的实验数据相结合，将提供对以上四个未知函数的约束。目前，实验已完成，实验数据正在分析中。

参考文献

[1] Hofstadter R, McAllister R W. Phys Rev, 1955,98:217; McAllister R W, Hofstadter R. Phys Rev, 1956,102:851.

[2] Rosenbluth M N. Phys Rev, 1950,79:615.

[3] Hofstadte R. Rev Mod Phys, 1956,28:214.

[4] 宁平治，李磊，闵德芬. 原子核物理基础. 北京：高等教育出版社，2003；Perdrisat C F, et al. hep-ph/0612014.

[5] Simon G G, et al. Nucl Phys A, 1980,333:381; Rosenfelder R, et al. Phys Lett B, 2000, 479:381.

[6] Walker R D, et al. Phys Rev D, 1994,49:5671.

[7] Particle Data Group. J Phys G: Nuclear and Particle Physics, 2010,37:1136.

[8] Particle Data Group. J Phys G: Nuclear and Particle Physics, 2010,37:1144.

[9] Ernst F J, Sachs G G, Wali K C. Phys Rev, 1960,119:1105.

[10] Litt J, et al. Phys Lett B1970, 31:40; Berger Ch, et al. Phys Lett B, 1971,35:87; Sill A F, et al. Phys Rev D, 1993,48:29; Walker R C, et al., Phys Rev D, 1994,49:5671; Andivahis L, et al. Phys Rev D, 1994,50:5491; Punjabi V. Nucl-ex-0307001.

[11] Coward D H, et al. Phys Rev Lett, 1968,20:292; Kirk P N, et al. Phys Rev D, 1973,8:63.

[12] Arnold R, et al. Phys Rev Lett, 1986,57:174.

[13] Qattan T A, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:142301; Segel R. Eur Phys J A, 2005,24S1:55.

[14] Akhiezer A I, Rekalo M P. Sov J Part Nucl, 1974,3:277.
Arnold R C, Carlson C E, Gross F. Phys Rev C, 1981,23:363.

[15] Jones M K, et al. Phys Rev Lett, 2000,84:1398;Gayou Q, et al. Phys Rev Lett, 2002,88:092301.

[16] Hughes E B, et al. Phys Rev B, 1965,139:458.
[17] Anderson B, et al. Phys Rev C, 2007,75:034003;Xu W, et al. Phys Rev Lett, 2000,85:2900; Xiong F, et al. Phys Rev Lett,2001,87:242501.
[18] Dannelly T W, Raskin A S. Ann Phys, 1986,169:247.
[19] Aste A, et al. Nucl Phys A, 2004,743:259; Kim K S, et al. Nucl-th 0505032.
[20] Chen J P, Choim S, Meziani Z E, et al. JLab E05 - 110 proposal; Yan X H, et al. J Chinese Phys C, 2010,35:488.
[21] Geiger P, Isgur N. Phys Rev D, 1997,55:299; Park N W, et al. Phys Rev D, 1991,43:869.
[22] Jaffe R L. Phys Lett B, 1989,229:275.
[23] Riska D O, Zou B S. Phys Lett B, 2006,636:265.
[24] Dong J, et al. Phys Rev D, 1998,58:074504; Hammer H W,Ramsey-Musolf M J. Phys Rev C, 1999,60:045205.
[25] Hong S T, et al. Phys Lett B, 1997,414:299.
[26] Ma B Q. Phys Lett B, 1997,408:387.
[27] Ito H. Phys Rev C, 1995,52:R1750.
[28] Meissner U G, et al. Phys Lett B, 1997,408:381.
[29] Beck D H, McKeown R D. Ann Rev Nucl Sci, 2001,51:189.
[30] Kumar K S, Souder P A. Prog Part Nucl Phys, 2000,45:S333.
[31] Musolf M J, et al. Phys Rept, 1994,239:1.
[32] Musolf M J, Holstein B R. Phys Lett B, 1990,242:461; Zhu S L. Phys Rev D, 2000,62:033008.
[33] Cahn R N, Gilman F J. Phys Rev D, 1978,17:1313.
[34] McKeown R D. Phys Lett B, 1989,219:140.
[35] Beck D H. Phys Rev D,1989,39:3248.
[36] Acha A, Chen J P, Zhou S, et al. Phys Rev Lett, 2007,98:032301.
[37] Dunnington F G. Phys Rev, 1933,43:404; Harrison P F. J Phys G, 2002,28:2678.
[38] Aniol K A, et al. Phys Lett B, 2001,509:211; Phys Rev C, 2004,69:066601; Phys Rev Lett, 1999,82:1096; Phys Lett B, 2006,635:275; Phys Rev Lett, 2006,96:022003.
[39] Armstrong D S, et al. Phys Rev Lett, 2005,95:092001; Martin J W, et al. Nucl Phys A, 2005, 755:245c; Batigne G, et al. Eur J A,2004,19:206; Arvieux J. Progress in partcle and Nuclear Physics, 2005,55:297.
[40] Maas F E, et al. Phys Rev Lett, 2004,93:022002; Maas F E, et al. Phys Rev Lett, 2005, 94:152001.
[41] Mueller B, et al. Phys Rev Lett, 1997,78:3824.
[42] Hasty R, et al. Science, 2000,290:2117.
[43] Bjorken J D. Phys Rev, 1969,179:1547; Breidebach M, et al. Phys Rev Lett, 1969,23:935; Bjorken J D. Phys Rev, 1969,179:1547; Phys Rev, 1969,185:1975.
[44] Hughes E W, Voss R. Annu Rev Nucl Part Sci, 1999,49:303.
[45] Callan C, Gross D. Phys Rev Lett, 1968,21:311.
[46] Bloom E D, et al. Phys Rev Lett, 1969,23:930; Breidenbach M, et al., Phys Rev Lett, 1969,

23:935; Friedman J T. Rev Mod Phys,1991,63:615.

[47] Taylor R E. Proc 4th int Symp. On Electron and photon interactions at high energies, Livepool, 1969. Braben D W, Rand R E, Albrecht W, et al. DESY 69/461969.

[48] Bass S D. The Spin Structure of the Proton. Singapore: World Scientific, 2008.

[49] Stein S, et al. Phys Rev D, 1975,12:1884; Atwood W B, et al. Phys Lett B, 1976,64:479; Mestayer M D, et al. Phys Rev D, 1983,27:285;
Bodek A, et al. Phys Rev D, 1979,20:1471; Fox D J, et al. Phys Rev Lett, 1974,33:1504.

[50] Parisi G. Phys Lett B, 1973,43:207; Georgi H, Polizer H D. Phys Rev D, 1974,9:416;Gross D J, Wiiczek F. Phys Rev D, 1974, 9:980.

[51] Miller G, et al. Phys Rev D, 1972,5:528; Kendall H W. Rev Mod Phys, 1991,63:597.

[52] Riodan E M, et al. Phys Rev Lett, 1974,33:561.

[53] Gell-Mann M. Phys Lett B, 1964,8:214.

[54] Feynman R P. Phys Rev Lett, 1969,23:1415.

[55] 朱洪元,胡宁,何祚庥,戴元本,刘耀阳等. 一个可能的基本粒子模型. 北京:原子能出版社,1969:232 - 235.

[56] Martin A D, et al. Eur Phys J C, 1998,4:463; Phys Lett B, 2004,604:61.

[57] Particle Data Group. J Phys G Nucl Particle Phys, 2006,33,184.

[58] Ji X D. Phys Rev Lett, 1997,78:610;Radyushkin A V. Phys Rev D,1997, 56:5524; Mueller D, et al. Fortschr Phys, 1994,42:101; Mazouz M. Nucl Phys A, 2007,782:41c.

[59] Belitsky A V, et al. Nucl Phys B, 2001, 593:289; Diehl M, et al. Phys Lett B, 1997,411:193.

[60] Aktas A, et al. Eur Phys J C, 2005,44:1; Chekanov S. Phys Lett B, 2003, 573:46.

[61] Stepanyan S, et al. Phys Rev Lett, 2001,87:182002.

[62] Arirapetian A, et al. Phys Rev Lett, 2001,87:182001.
Airapetian A, Ma B, Mao Y, et al. Phys Rev D, 2007,75:011103.

[63] Munoz C, et al. Nucl-ex/0607029; arxiv:0709.0450.

[64] Chen S, et al. Phys Rev Lett, 2006,97:072002.

[65] Ashman J, et al. Phys Lett B, 1988,206:364; Nucl Phys B, 1989,328:1.

[66] Stiegler U. Phys Rept, 1996,277:1.

[67] Baum G, et al. Phys Rev Lett, 1983,51:1135; Abe K, et al. Phys Rev Lett, 1995,74:346; Anthony P L, et al. Phys Lett B, 2000, 493:19.

[68] Adeva B, et al. , Phys Lett B, 1994, 320:400; Adams D, et al. Phys Rev D, 1997,56:5330.

[69] Airapetian A, et al. Phys Lett B, 1998,442:484.

[70] Belyaev V M, et al. Phys Lett B, 1985,151:290(1985).

[71] Abe K, et al. Phys Rev Lett, 1995,75:25.

[72] Zheng X, et al. Phys Rev Lett, 2004,92:012004; Phys Rev C, 2004,70:065207.

[73] Anthony P L, et al. Phys Rev Lett, 1993,71:959; Abe K, et al. Phys Rev Lett, 1995,75:25; Phys Rev Lett, 1996,76:587; Phys Lett B, 2000,493:19.

[74] Ackerstaff K A, et al. Phys Lett B, 1997,404:383.

[75] Adeva B, et al. Phys Lett B, 1993,302:533.

[76] Franklin, Zhou S, Li X, et al; JLab Proposal, E12-06-122.
[77] Bjorken J D. Phys Rev, 1966,148:1467; Phys Rev D, 1970,1:1376.
[78] Adams D, et al. Phys Lett B, 1995,357:248.
[79] Anthony P L, et al. Phys Lett B, 2000,493:19.
[80] Ellis J, Jaffe R L. Phys Rev D, 1974,91:444; Phys Rev D, 1974, 10:1669E; Jaffe R L. Phys Lett B, 1987,193:101; Larin S. Phys Lett B, 1994,334:192.
[81] Particle Data Group, Barnett R M, et al. Phys Rev D, 1996, 54:1.
[82] Ma B Q, Rotation M. J Phys G, 1991,17:53; Qing D, Chen X S, Wang F. Phys Rev D, 1999, 58:114032.
[83] Abe K, et al. Phys Rev D, 1998, 58:112003.
[84] Incerti S. Nucl Phys Proc Suppl, 1998,64:162.
[85] Ji X. Phys Rev Lett, 1997,78:610.
[86] Gribov V N, Lipatov L N. Sov J Nucl Phys, 1972, 15:438; Altarelli G, Parisi G. Nucl Phys B, 1977,126:298.
[87] Gerasimov S B. Yad Fiz, 1966,2:598; Drell S D, Hearn A C. Phys Rev Lett, 1966,16:908.
[88] Ji X, Osborne J. J Phys G, 2001,27:127.
[89] Ackerstaff K, et al. Phys Lett B, 1998,444:531; Amarian M, et al. Phys Rev Lett, 2002,89: 242301; Phys Rev Lett, 2004,92:022301; Chen J P. Int J Mod Phys A, 2003,18:1153.
[90] Lu H J, Yan X H, Ye Y X. High Energy and Nucl Phys, 2007,31:492; Lu H J, Yan X H, Ye Y X. High Energy and Nucl Phys, 2007,31:764 Lu H J, Jiang Y, Ye Y X, Yan X H. High Energy and Nucl Phys, 2007, 31:84; Lu H J, Yan X H, Ye Y X, et al. Chinese Physics C, 2008,653.
[91] Burkhardt H, Cottingham W N. Ann Phys N Y, 1970,56:453.
[92] Wandzura S, Wilczek F. Phys Lett B, 1977, 72:195.
[93] Kramer K, et al. Phys Rev Lett, 2005,95:142002; Amarian M, et al. Phys Rev Lett, 1992,89: 242301; Jones M, et al. Phys Rev Lett, 2007,98,132003.
[94] Anthony P L, et al. Phys Lett B, 2003,553:16.
[95] Camsonne A, Chen J P, Slifer K J et al. JLab proposal E07-001.
[96] H. Avakian et al. arXiv:0805.3355.
[97] Cloet J C, Bentz W, Thomas A W. Phys Let B, 2008,659,214; He H X, Ji. Phys Rev D,1995, 52:2960.
[98] Bourrely C, Soffer J, Teryaev O. V. Phys Lett B, 1998,420:375.
[99] Ackerstaff K, et al. Phys Lett B, 1999,464:123.
[100] Collins J. Nucl Phys B, 1993:396:161.
[101] Ma B Q. Schmidt I. Phys Rev D, 1998,58:096008.
[102] Airapetian A, Ma B Q, Mao Y, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:012002.
[103] Alexakhin V Y, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:202002.
[104] Chen J P, Jiang X, Peng J C, et al. JLab E03-004 proposal.
[105] Cisbani E, Gao H, Jiang X. JLab E06-011 proposal.

第3章

带电轻子探针与原子核结构——EMC 效应

按照传统核物理的观点，原子核由质子和中子（统称核子）组成，核环境不会影响核子的内部结构。可是，有些核现象长期以来一直无法在传统核物理理论框架内得到解释。例如：核力的短程排斥心、镜核结合能差和轻核电磁形状因子等。为了解释它们，核物理学家不得不在原子核内引入非核子自由度或考虑夸克-胶子效应（quark-gluon effect），但苦于缺乏直接的实验证据。

1983 年，欧洲 μ 子实验组[1]通过 μ 子在原子核上的深度非弹性散射实验，发现束缚在原子核内核子的结构函数，即核子内夸克的动量分布与自由核子的明显不同，这就是 EMC 效应，它反映了核环境可以影响核子的内部结构。后来，美国费米国家实验室 E772 组[2]和新 μ 子实验组（NMC）[3]又分别通过高能强子在原子核上的大质量轻子对产生（核德雷尔-颜过程）和 J/Ψ 光生反应发现了类似的核效应。这进一步证实了核环境不仅可以影响价夸克而且可以影响海夸克和胶子在核子内的分布，从而使人们对原子核内夸克-胶子分布有了比较清楚的认识，为研究在原子核里夸克-胶子自由度和核子-介子自由度之间如何互助影响、互助转化，从而弄清我们究竟是应该在核子-介子层次，还是在夸克-胶子层次来描述原子核结构，创造了条件。

在这一章里，我们先讨论带电轻子在自由和束缚核子上的深度非弹性散射与核子结构函数，然后再介绍 EMC 效应的实验发现和理论解释。

§3.1 带电轻子-核子深度非弹性散射与核内核子结构函数

3.1.1 带电轻子-核子深度非弹性散射

实验发现，核子不是点粒子，它有着复杂的结构。通过带电轻子与核子的深度非弹性散射实验，可以测定核子的结构函数，即核子内夸克组分的动量分布。图 3-1 给出了带电轻子-核子深度非弹性散射过程。如果入射轻子为带电粒子（电子或 μ 子），那么在单光子交换近似下，单举微分散射截面可表示为

$$\mathrm{d}\sigma = \left(\frac{4\pi\alpha}{q^2}\right)^2 \frac{1}{4[(k\cdot p)^2 - m^2 m_{\mathrm{N}}^2]^{1/2}} 4\pi m_{\mathrm{N}} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \frac{\mathrm{d}^3 k'}{2E'(2\pi)^3}。 \tag{3.1}$$

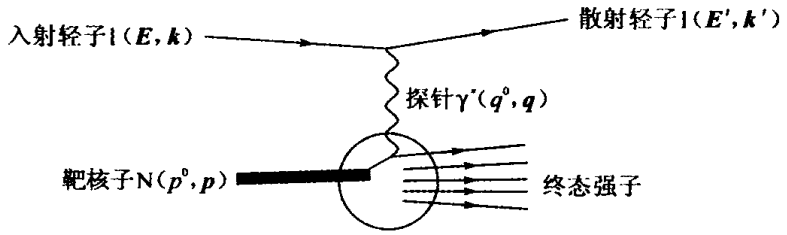


图 3-1　带电轻子与核子的深度非弹性散射

其中，轻子张量为

$$L_{\mu\nu} = 2\left[k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu + g_{\mu\nu}\frac{q^2}{2}\right]。\tag{3.2}$$

强子张量为

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = {} & (-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu/q^2)\frac{1}{m_N}F_1(Q^2, \nu) \\ & + (p^\mu - (p\cdot q/q^2)q^\mu)[p^\nu - (p\cdot q/q^2)q^\nu]\frac{1}{m_N^2\nu}F_2(Q^2, \nu)。 \end{aligned}\tag{3.3}$$

这里 $Q^2 = -q^2$，$\nu = E - E' = q^0$；α 是精细结构常数；m_N 是靶核子的静止质量，应当指出：在实验测量中，靶核子一般用质子，故 m_N 常取为质子质量 m_p；F_1 和 F_2 为靶核子的结构函数，它们是 Q^2 和 ν 的函数。

对靶核子为静止的参照系，引入比约肯标度变量

$$x = \frac{Q^2}{2m_N\nu},\quad y = \frac{\nu}{E}。\tag{3.4}$$

可得到

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^4}m_N E\left[xy^2F_1(Q^2, \nu) + \left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E}\right)F_2(Q^2, \nu)\right]。\tag{3.5}$$

根据比约肯标度假设(Bjorken scaling hypothesis)，在深度非弹性散射极限：$Q^2\to\infty$，$\nu\to\infty$，但 $x = \frac{Q^2}{2m_N\nu}$ 有限下，F_1 和 F_2 只与 x 有关，关系如下，

$$F_{1,2}(Q^2, \nu) \to F_{1,2}(x)。\tag{3.6}$$

(3.5)式可变为

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^4}m_N E\left[xy^2F_1(x) + \left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E}\right)F_2(x)\right]。\tag{3.7}$$

当然，在一般情况下，F_1 和 F_2 除与 x 有关外，还应与 Q^2 有关，即(3.7)式中的 $F_1(x)$和 $F_2(x)$应代之以 $F_1(x, Q^2)$和 $F_2(x, Q^2)$。

3.1.2　原子核内束缚核子的结构函数

在通常采用的夸克-部分子图像(quark-parton picture)中，假定核子是由点状、准自由的流夸克(current quark)组成，轻子在核子上的深度非弹性散射可用轻子与核子内夸克的准弹性散射的非相干叠加来描述。这时，核子结构函数 $F_2(x)$ 表示靶核子内夸克的动量分布。对于带电轻子与核子的深度非弹性散射，

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x[q_f(x) + \bar{q}_f(x)]。 \tag{3.8}$$

其中，e_f 是味为 f 的夸克的电荷数(以电子电荷 e 为单位)，x 表征核子内夸克动量与核子动量之比，$xq_f(x)$ 是核子内味为 f 的夸克动量分布。$F_1(x)$ 和 $F_2(x)$ 通过卡伦-格罗斯关系

$$2xF_1(x) = F_2(x)。 \tag{3.9}$$

相联系。文献[4]给出了自由核子结构函数 $F_2^N(x, Q^2)$ 的几种参数化的解析表式。

如果以原子核为靶，通过带电轻子深度非弹性散射实验，便可得到原子核的结构函数 $F_{1A}(x, Q^2)$ 和 $F_{2A}(x, Q^2)$。在冲量近似下，只要在(3.7)式中用 $F_{1A}(x, Q^2)$ 和 $F_{2A}(x, Q^2)$ 分别代替 $F_1(x, Q^2)$ 和 $F_2(x, Q^2)$，就可给出带电轻子与原子核的单举微分散射截面。如果假设原子核的质量为 m_A，那么公式(3.4)和(3.7)将仍然成立，只是这时的 x 为束缚核子内夸克所带动量与核内核子平均动量之比。因此，x 的变化范围由原来的 $0 \leqslant x \leqslant 1$ 变为 $0 \leqslant x \leqslant A$。采用夸克-部分子模型，$F_{1A}(x)$ 和 $F_{2A}(x)$ 仍可通过(3.9)式相联系。

那么，束缚核子的结构函数是否与自由核子的结构函数一样呢？

为了回答这个问题，我们定义原子核 $({}^A_N Z)$ 内核子的平均结构函数为

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{A}\left\{F_{2A}(x, Q^2) - \frac{1}{2}(N - Z)[F_2^n(x, Q^2) - F_2^p(x, Q^2)]\right\}。 \tag{3.10}$$

其中 $F_2^n(x, Q^2)$ 和 $F_2^p(x, Q^2)$ 分别为自由中子和自由质子的结构函数，引入第二项的目的是为了消除由于质子数和中子数的不同而导致的同位旋效应。进一步引入

$$R^{A/D}(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2)/F_2^D(x, Q^2)。 \tag{3.11}$$

来描述束缚在原子核内核子的结构函数的变化，上标 D 表示氘核。

如果假设原子核内的束缚核子与自由核子完全相同，并且互相独立、完全静止(即忽略核子在核内的费米运动)，同时假定入射轻子在原子核内的平均自由程足够长，使它能够与核内每个核子相碰撞，则靶核的结构函数可表示为

$$F_{2A}(x, Q^2) = NF_2^n(x, Q^2) + ZF_2^p(x, Q^2)。 \tag{3.12}$$

这时，显然有

$$R^{A/D}(x, Q^2) = 1 \tag{3.13}$$

实际上，上述假设并不严格成立，这是因为：①核子在原子核内有缓慢的费米运动。如果假设核内核子所受到的弱束缚并不改变它们的内禀性质，那么核内束缚核子的夸克动量分布应当是自由核子的夸克动量分布与束缚核子在原子核内的费米运动所引起的动量分布的叠加。人们发现，当 $x>0.65$ 时，束缚核子的夸克动量分布比自由核子的夸克动量分布下降得慢，所以有

$$R^{A/D}(x, Q^2) > 1 \quad (x > 0.65)。 \tag{3.14}$$

特别是当 $x\to 1$ 时，自由核子的结构函数趋于零，导致 $R^{A/D}(x, Q^2)$ 急骤上升；②原子核内存在阴影效应。对于电磁相互作用和弱作用，入射轻子在靶核内的平均自由程似乎是足够长，但实际上当 $Q^2\to 0$ 时，交换的虚光子有时会像强子一样与核物质发生作用，被核物质吸收，从而使平均自由程大大减小，这就是核阴影效应，它反映在结构函数上，当 $x\to 0$ 时，

$$R^{A/D}(x, Q^2) < 1。 \tag{3.15}$$

这一点已为过去的理论和实验所证实[5]。但实验结果同时也表明，一旦离开小 x 区域，核阴影效应就不再存在。显然，只要不是在小 x 区域，除了费米运动修正 ($x > 0.65$)，就应该有 $R^{A/D}(x, Q^2) = 1$。

§3.2 EMC 效应的实验现象

3.2.1 EMC 效应的实验发现

在 EMC 效应发现之前，按照传统核物理的观点，人们一直认为原子核内核子的结构函数与自由核子的结构函数差不多是一样的，即 $R^{A/D}(x, Q^2) = 1$。这是因为，对于高能轻子与原子核的深度非弹性散射过程，核内核子的平均束缚能比入射轻子与核内核子间的能动量传递要小 2～3 个数量级，因此，核内核子的束缚效应对高能轻子与原子核的深度非弹性散射过程不会有什么影响。但是，1983 年 EMC 组的实验结果[1]否定了上述看法。他们发现，束缚在原子核内核子的结构函数与自由核子的结构函数明显不同，在扣除实验测量的系统误差和统计误差以后，这一差别仍然不能用核阴影效应和核内核子的费米运动来解释，这就是 EMC 效应。图 3－2 给出了他们的实验结果。由于实验结果随不同 Q^2 值没有明显的变化，他们对不同的 Q^2 取

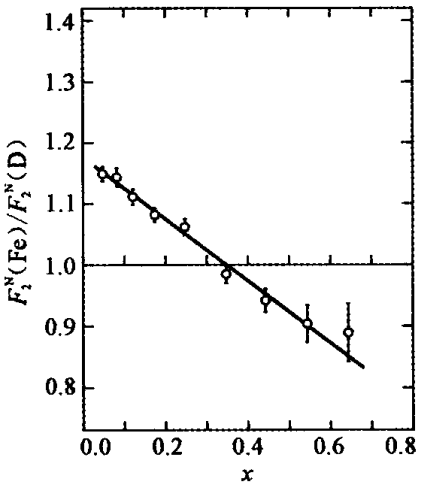


图 3－2　EMC 组的实验结果

了平均，得

$$R^{\mathrm{Fe/D}}(x, Q^2) = \langle F_2^{\mathrm{Fe}}(x, Q^2)/F_2^{\mathrm{D}}(x, Q^2)\rangle_{Q^2}。\tag{3.16}$$

从图中可以看出，$R^{\mathrm{Fe/D}}(x, Q^2)$ 随 x 有显著的变化。这表明，尽管核子在核内的束缚很弱，核子周围核物质的存在仍然明显地影响核子内夸克动量分布。与自由核子相比，束缚核子的夸克动量分布明显移向低动量端。因此，除了核阴影效应和核内核子的费米运动以外，核内必定还有其他效应存在。

3.2.2　Rochester-SLAC-MIT 组的实验验证

随后不久，另一有趣的实验结果[6]发表了。原来，SLAC 的 Rochester－SLAC－MIT (E49B 和 E87)实验组，早在 20 世纪 70 年代初就用高能电子在液氢和液氘靶上对核子结构函数进行了测量。当时盛放液氢和液氘的实验容器就是用铁或铝制的。当他们看到 EMC 组的实验结果后，立即对当年实验中为消除本底而进行空靶测量所得的数据进行了重新分析，很快肯定了 EMC 组的结果(见图 3－3)。从图中可以看出，除了在小 x 区域 E49B 组与 EMC 组的实验结果存在较大分歧外，两组的实验结果基本一致。后来，EMC 组和 Bologna-CERN-Dubna-Munich-Sacaly(BCDMS)组在 Fe、Cu 等靶上又进行了深度非弹性散射实验[7]，图 3－4 给出了他们的新实验结果。在小 x 区域，新的实验数据修正了 EMC 组最初得到的实验结果，从而消除了 E49B 组与 EMC 组的上述分歧。这令人信服地表明，EMC 效应确实存在。

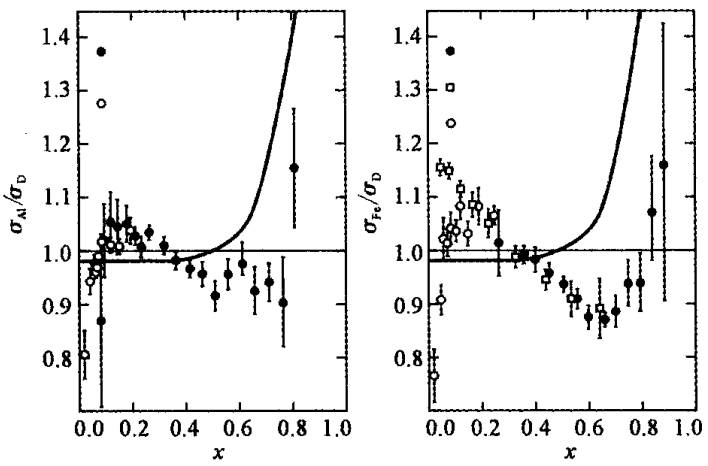


图 3－3　Rochester－SLAC－MIT 组的实验验证

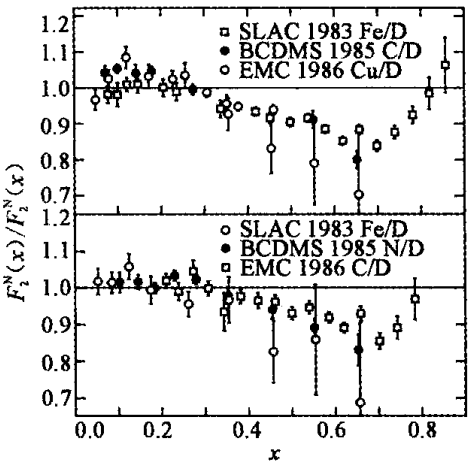


图 3－4　EMC 组和 BCDMS 组的最新实验结果

3.2.3　EMC 效应的后续实验研究

EMC 效应的后续实验研究，除了进一步确认它的存在之外，还开展了以下几个方面的工作：

(1) 1984 年,SLAC 的 E139 组研究了 EMC 效应对靶核质量数 A 的依赖关系,他们用高能电子在 $2\text{GeV} \leqslant Q^2 \leqslant 15\ \text{GeV}$ 区域内对一系列核靶(H、D、He、Be、C、Al、Ca、Fe、Ag 和 Au)作了深度非弹性散射实验。结果表明,EMC 效应随 A 的增大而缓慢增强[8]。1992 年,新 μ 子实验组(NMC)又研究了 EMC 效应对靶核半径和密度的依赖关系,测量了 $R^{\text{Li/D}}$、$R^{\text{C/Li}}$、$R^{\text{Ca/Li}}$和 $R^{\text{Ca/C}}$,但没有得到明确的结论[9]。

(2) BCDMS 组考察了 EMC 效应对 Q^2 的依赖[10],结果发现:$\text{d}\log R^{\text{Fe/D}}(x, Q^2)/\text{d}\log Q^2$ 随着 Q^2 约有 1%的缓慢变化,给出了一个弱的 Q^2 依赖。

(3) 有人还研究了中微子(反中微子)与原子核的深度非弹性散射实验[11]。这类实验对于确定核内海夸克动量分布是十分重要的,但苦于事例数太少,统计性太差,一般给不出很有说服力的结论。在第 12 章里,我们将对其进行较为深入的讨论。

§3.3 EMC 效应的理论解释

既然 EMC 效应无法用核阴影效应和核内核子费米运动来解释,那么应该如何解释呢?

3.3.1 早期的理论模型

前文提到,按照传统核物理的观点,核环境不会影响核子内部的夸克-胶子结构。但是,EMC 效应的发现表明核环境可以影响核子的内部结构。因此,早期的理论模型都倾向于认为 EMC 效应不能在传统核物理理论框架内得到解释,它们或者在核内引入非核子自由度,如 π 盈余模型(π excess model),或者直接考虑核内夸克效应,如夸克集团模型、Q^2 和 x 重新标度模型等。下面我们一一加以介绍。

(1) π 盈余模型

首先,让我们来看一看,核子自由度是如何嵌入原子核结构函数的描述之中的。假设核内核子和核子内的夸克都是独立运动的,那么原子核结构函数,即核内夸克动量分布 $F_{2\text{A}}(x, Q^2)$便可表示为核子内夸克动量分布与核内核子按动量的几率分布的叠加。数学上,这可用卷积来表示为

$$F_{2\text{A}}(x, Q^2) = \int_x^A \text{d}z_{\text{N}} \int_0^1 \text{d}x_{\text{N}} f^{\text{N/A}}(z_{\text{N}}) F_2^{\text{N}}(x_{\text{N}}, Q^2) \delta\left(x_{\text{N}} - \frac{x}{z_{\text{N}}}\right)。 \tag{3.17}$$

其中,$f^{\text{N/A}}(z_{\text{N}})$为核内核子按动量的几率分布,用来描述核子在核内的费米运动;$z_{\text{N}} = \dfrac{p_{\text{N}} \cdot q}{m_{\text{p}}}$,$p_{\text{N}}$ 是核内核子的四动量,$F_2^{\text{N}}(x_{\text{N}}, Q^2)$ 为自由核子结构函数。如果核内还存在其他独立运动的自由度,那么它们的影响也可以用卷积的方法嵌入对原子核结构函数的描述中去。因此,人们设想原子核内可能存在非核子自由度,从而引起

EMC 效应。

在传统核物理理论框架内，人们首先想到的非核子自由度是 π 介子。若原子核内还存在 π 介子，则原子核结构函数应表示为

$$F_{2A}(x, Q^2) = \int_x^A \mathrm{d}z_N f^{N/A}(z_N) F_2^N\left(\frac{x}{z_N}, Q^2\right) + \int_x^A \mathrm{d}z_\pi f^{\pi/A}(z_\pi) F_2^\pi\left(\frac{x}{z_\pi}, Q^2\right)。\quad (3.18)$$

这里，$f^{\pi/A}(z_\pi)$为 π 介子在核内按动量的几率分布，$z_\pi = \dfrac{p_\pi \cdot q}{m_p}$，$p_\pi$ 是核内 π 介子的四动量，$F_2^\pi\left(\dfrac{x}{z_\pi}, Q^2\right)$为自由 π 介子的结构函数。在 π 介子静止坐标系中，

$$0 \leqslant x_\pi = \frac{Q^2}{2m_\pi \nu} \leqslant 1。\quad (3.19)$$

因此，核内 π 介子对原子核结构函数 $F_{2A}(x, Q^2)$的贡献在

$$0 \leqslant x = x_\pi \frac{m_\pi}{m_N} \leqslant \frac{m_\pi}{m_N} \approx 0.15 \quad (3.20)$$

处，也就是在低动量端。从物理上讲，核内 π 介子成分本身含有低动量夸克，使得核内低动量夸克组分增加。另外，由于 π 介子携带了一部分动量，使核内核子中夸克动量减小，整个夸克动量分布移向低动量端，而这正是 EMC 效应所要求的。Llewellyn-Smith 指出[12]，只要在原子核^{56}Fe 内存在 0.15 A 个 π 介子，便可定性地解释 EMC 组最初得到的实验结果。Ericson 和 Thomas 也曾就核内 π 介子对 EMC 效应的贡献进行过详细讨论[13]。

另外，在原子核内还可能存在 Δ_{33}和其他核子共振态，这些非核子自由度对原子核结构函数的影响同样对 EMC 效应会有贡献。

(2) 夸克集团模型

夸克集团模型(quark cluster model)首先由 Pirner 和 Vary 用来解释^{3}He 靶上的电子散射实验[14]。当时，这些实验无法在传统核物理理论框架内得到解释。由严格求解三体法捷耶夫方程(Fadeev equation)得到的^{3}He 核波函数表明：在^{3}He 核内的两个核子有可能接近到足以形成色单态的 6 夸克集团。因此，Pirner 和 Vary 在^{3}He 核的组成中引入少量色单态的 6 夸克集团来解释上述实验。因为 6 夸克集团内的夸克最高动量可为核子内的两倍，从而提供了解释上述实验所需要的高动量夸克分布。在 EMC 效应发现以后，Jaffe[15]，以及 Carlson 和 Havens[16]分别提出：上述的夸克集团模型也可用来解释 EMC 效应。这是因为，一方面，在 6 夸克集团内夸克的活动范围变大，按不确定原理，夸克动量分布将移向低动量端，这正是解释 EMC 效应实验数据所必须的；另一方面，6 夸克集团内的夸克最高动量可为核子内的两倍，这与核内核子的费米运动一起可用来解释 $R^{Fe/D}(x, Q^2)$在 $x \to 1$ 时的行为。Carlson 和 Havens 指出[16]，只要^{56}Fe 核内有 30%的核子融合形成 6 夸克集团，EMC 效应便可

得到解释。后来，Lassila 和 Sukhatme[17] 又用夸克集团模型解释了包括核阴影效应在内的整个 x 区域的 EMC 效应实验数据。

当然，除了 6 夸克集团外，核内还可能存在 9 夸克集团和 12 夸克组成的 α 集团，甚至有人提出把整个原子核看成一个大夸克口袋。限于篇幅，就不赘述。

(3) Q^2 和 x 重新标度模型

按照比约肯标度假设，在深度非弹性散射极限下，核子结构函数 $F_{1,2}$ 只与比约肯标度变量 x 有关，而与 Q^2 无关。在物理上，这相当于假设核子内的夸克是相互独立的。实际上，在核子内夸克通过交换胶子相互作用。在 QCD 理论中，这些相互作用过程包含红外发散和共线发散。由于在单举非弹性散射微分截面中包含对末态软胶子求和，因而没有红外发散，而共线发散则导致部分子模型中的夸克分布函数 $q(x)$ 与 Q^2 有关，即核子结构函数 $F_{1,2}$ 不仅与 x 有关，而且与 Q^2 有关。另外，随着 Q^2 的增大，由于价夸克(valence quark)辐射更多的共线胶子而减少了它的动量，因此价夸克分布函数向小 x 方向移动。同时，更多胶子分裂为共线夸克-反夸克对，海夸克对数将增加。这两个效应都使核子结构函数随 Q^2 增大而移向低动量端。这就是所谓的标度性破坏。实验测量表明，Q^2 增加时，核子结构函数在 $x < 0.25$、$x = 0.25$ 和 $x > 0.25$ 时分别增大、不变和减小。

Close 等发现[18]，核子结构函数随 Q^2 的变化与 EMC 效应所反映的核内核子平均结构函数随 A 的变化趋势极为相似。因此，他们假定

$$F_2^{\mathrm{A}}(x, Q^2) = F_2^{\mathrm{N}}(x, \xi_{\mathrm{A}}(Q^2)Q^2)。 \tag{3.21}$$

暂不考虑核内核子费米运动所引起的修正，只要取 Q^2 重新标度参数 $\xi_{\mathrm{A}}(Q^2)$ 为 2.02，便可用(3.21)式很好地解释 EMC 组的最初实验数据。这就是所谓的 Q^2 重新标度机制(Q^2 rescaling model)。在物理上，$\xi_{\mathrm{A}}(Q^2) > 1$ 可解释为原子核内动量标度变小，或者说夸克禁闭半径变大。按照 QCD 理论，$\xi_{\mathrm{A}}(Q^2)$ 与夸克禁闭半径变化 $\lambda_{\mathrm{A}}/\lambda_{\mathrm{N}}$ 之间满足如下关系：

$$\xi_{\mathrm{A}}(Q^2) = \left(\frac{\lambda_{\mathrm{A}}}{\lambda_{\mathrm{N}}}\right)^{2\alpha(\mu^2)/\alpha(Q^2)}, \tag{3.22}$$

其中

$$\frac{\alpha(\mu^2)}{\alpha(Q^2)} = \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)/\ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)。 \tag{3.23}$$

在文献[19]中，Close 给出了一系列核的 $\xi_{\mathrm{A}}(Q^2)$ 和与之相应的 $\lambda_{\mathrm{A}}/\lambda_{\mathrm{N}}$ 值(见表 3-1，其中 $Q^2 = 20\ \mathrm{GeV}^2$，$\Lambda = 0.25\ \mathrm{GeV}$，$\mu^2 = 0.66\ \mathrm{GeV}^2$)，并利用它们成功地解释了 SLAC 的 E139 组得到的 EMC 效应随 A 变化的实验数据(见图 3-5)。

表 3-1

^{A}Z	λ_A/λ_N	$\xi_A(Q^2 = 20\ \mathrm{GeV}^2)$
^{2}D	1.015	1.07
^{3}He	1.040	1.20
^{4}He	1.079	1.43
^{6}Li	1.045	1.23
^{7}Li	1.063	1.33
^{9}Be	1.074	1.40
^{12}C	1.104	1.60
^{16}O	1.108	1.63
^{20}Ne	1.104	1.60
^{27}Al	1.140	1.89
^{32}S	1.134	1.84
^{40}Ca	1.137	1.86
^{48}Ca	1.166	2.14
^{56}Fe	1.154	2.02
^{63}Cu	1.154	2.02
^{107}Ag	1.169	2.17
^{118}Sn	1.176	2.24
^{197}Au	1.195	2.46
^{208}Pb	1.188	2.37

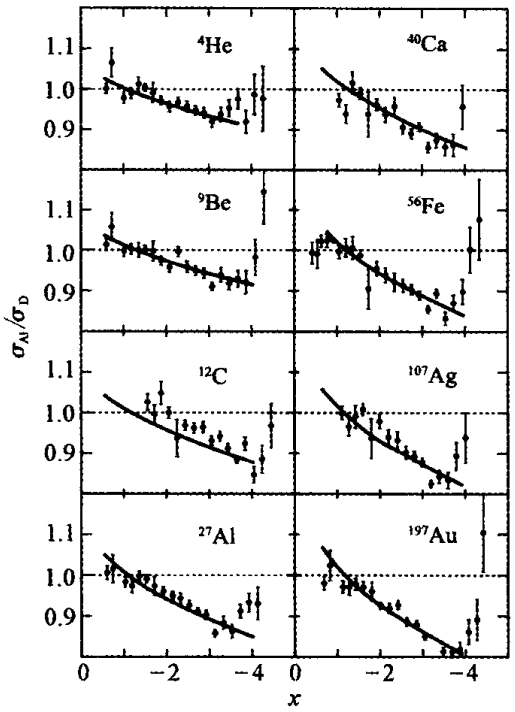


图 3-5　EMC 效应随 A 的变化

Q^2 标度的变化，或者说夸克禁闭半径的变大，可能是由改变或增加中间层次引起的。因此，Q^2 重新标度机制与前面介绍的在核内嵌入非核子自由度的模型，在实质上很可能是相容的。

另外，改变核子结构函数中 x 的标度也可以很好地解释 EMC 效应，即

$$F_2^{A}(x, Q^2) = F_2^{N}\left(\frac{1}{\eta_A}x, Q^2\right)。\tag{3.24}$$

其中$\frac{1}{\eta_A}$为 x 重新标度参数。用与(3.24)类似的公式去拟合 EMC 效应的实验数据[12, 20]，得到 $\eta_{Fe} = 0.94 \sim 0.96$。这种方法通常被称为 x 重新标度机制(x rescaling model)。x 重新标度可能与核束缚能效应有关，我们将在下一小节讨论这个问题。

3.3.2　核束缚能效应

在带电轻子-原子核深度非弹性散射过程中，由于核内核子的束缚能与入射轻子与核内核子的能量传递相比要小得多。因此，一般认为核内核子的束缚能对 EMC 效应没有什么贡献。但是，1985 年前苏联科学家 Akulinichev 等发现[21]，核内核子的束缚能对 EMC 效应的作用不容忽视。下面简单介绍一下他们的观点。

在平均场近似下，原子核结构函数可以表示为

$$F_{2A}(x, Q^2) = \int d^4 p S(p) F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) = \int_x^A dz f^{N/A}(z) F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right)。 \quad (3.25)$$

其中

$$S(p) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \sum_\lambda |\psi_\lambda(\boldsymbol{p})|^2 \delta\left(p_0 - m_N - \varepsilon_\lambda + \frac{|\boldsymbol{p}|^2}{2m_{A-1}}\right), \quad (3.26)$$

$$f^{N/A}(z) = \int d^4 p S(p) \delta\left(z - \frac{p \cdot q}{m_N q_0}\right)。 \quad (3.27)$$

这里 $S(p)$是核内核子的四动量分布，即谱函数，它满足归一化(normalization)条件：

$$\frac{1}{A}\int d^4 p S(p) = 1。 \quad (3.28)$$

$\psi_\lambda(p)$是受击核子在动量表象中的单粒子波函数，ε_λ 是与之相应的单粒子能量。$\frac{|\boldsymbol{p}|^2}{2m_{A-1}}$ 是剩余核的反冲动能，对于 $A > 2$ 的核，它小于 2 或 3 MeV，与 ε_λ 相比甚小，故常略去不计。(3.26) 式中的 δ 函数表示受击核子在能壳上。$f^{N/A}(z)$ 描述核内核子按动量的几率分布。在深度非弹性散射极限下，取 $q = q_0(1, 0, 0, -1)$，则

$$z = \frac{p \cdot q}{m_N q_0} = \frac{p_0 + p_3}{m_N} \approx 1 + \frac{\varepsilon_\lambda + p_3}{m_N}。 \quad (3.29)$$

这里已略去剩余核的反冲动量。引入

$$\langle z\rangle = \frac{1}{A}\int dz z f^{N/A}(z) = \frac{1}{A}\sum_\lambda \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} z |\psi_\lambda(\boldsymbol{p})|^2 \approx 1 + \frac{\langle\varepsilon_\lambda\rangle}{m_N}, \quad (3.30)$$

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{1}{A}\sum_\lambda \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}\varepsilon_\lambda |\psi_\lambda(\boldsymbol{p})|^2 < 0。 \quad (3.31)$$

并在 $z = \langle z\rangle$ 附近展开 $F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right)$，则

$$F_{2A}(x, Q^2) \approx A F_2^N\left(\frac{x}{\langle z\rangle}, Q^2\right)。 \quad (3.32)$$

这时，原子核结构函数 $F_{2A}(x, Q^2)$可粗略地由$\langle z\rangle$或$\langle\varepsilon\rangle$决定。顺便指出，由于核内核子的平均单粒子能量 $\langle\varepsilon\rangle < 0$，即$\langle z\rangle < 1$，因此，(3.32)式与 x 重新标度机制给出的(3.24)式十分类似。也就是说，x 重新标度可能与核束缚能效应有关。

在平均场近似下，

$$\varepsilon_\lambda = t_\lambda + \sum_\mu V_{\lambda\mu}, \quad (3.33)$$

其平均值$\langle\varepsilon\rangle$与核内核子平均束缚能 B 的关系如下：

$$B = -\frac{1}{A}\left(\sum_{\lambda} t_{\lambda} + \frac{1}{2}\sum_{\lambda\mu} V_{\lambda\mu}\right) = -\frac{1}{2}(\langle\varepsilon\rangle + \langle t\rangle), \tag{3.34}$$

将 B 的实验值 $B_{\exp} = 8$ MeV 和由费米气体模型(Fermi gas model)算出的平均动能

$$\langle t\rangle = \frac{\langle \boldsymbol{p}^2\rangle}{2m_{\mathrm{N}}} = \frac{3p_{\mathrm{F}}^2}{10m_{\mathrm{N}}} = 23\ \mathrm{MeV} \qquad (p_{\mathrm{F}} = 270\ \mathrm{MeV}), \tag{3.35}$$

代入(3.34)式，Akulinichev 等[21]得到 $\langle\varepsilon\rangle_{\mathrm{Fe}} = -39$ MeV 和 $\langle z\rangle_{\mathrm{Fe}} = 0.96$。前面提到，Liewcllyn-Smith 和 Garia Canal 用与(3.32)类似的公式去拟合 EMC 效应的实验数据，得到 $\langle z\rangle = \eta_{\mathrm{Fe}} = 0.94 \sim 0.96$。Akulinichev 等得到的 $\langle z\rangle_{\mathrm{Fe}}$ 值正好在上述范围内，因此他们得出结论：EMC 效应可以在传统核物理理论框架里用核内核子的费米运动和核束缚效应(nuclear binding effect)来解释。图 3-6 给出了他们的计算结果与 EMC 组和 SLAC 的 E139 组实验数据的比较。从图中可以看出，他们的理论确实可以定性地解释 EMC 效应的实验数据。

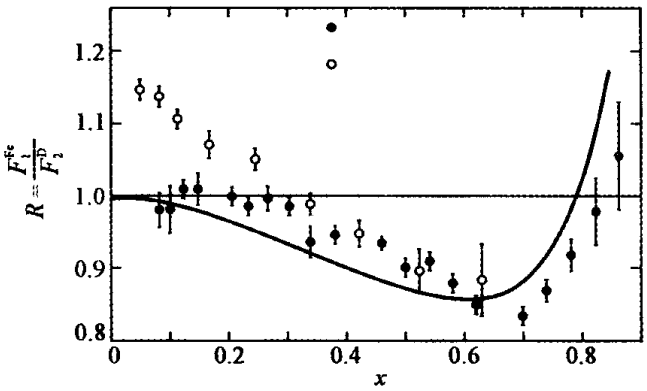


图 3-6　Akulinichev 等[21]的计算结果与 EMC 组和 E139 组实验数据的比较

但是，(3.33)式仅对密度无关的核子-核子相互作用成立，而在核多体理论中任何与密度无关的有效核子-核子相互作用在平均场近似下都无法给出与实验值相符的平均束缚能，即 8 MeV，一般理论值只是实验值的一半[22]。因此，Akulinichev 等的方法是不自洽的。若采用密度相关的有效核子-核子相互作用，则(3.34)式应改写为

$$B = -\frac{1}{2}(\langle\varepsilon\rangle + \langle t\rangle) + \frac{1}{2}\left\langle \frac{\partial V(\rho)}{\partial\rho} \right\rangle 。 \tag{3.36}$$

式中最后一项将提供另一半的平均束缚能。利用推广的斯克姆相互作用作为 $V(\rho)$，厉光烈等[23]用哈特里-福克自洽场方法解出了原子核 ^{56}Fe 的单粒子波函数和能量，并用它们计算得到 $\langle\varepsilon\rangle_{\mathrm{Fe}} = -26$ MeV 和 $\langle z\rangle_{\mathrm{Fe}} = 0.973$。显见，他们得到的 $\langle\varepsilon\rangle_{\mathrm{Fe}}$ 就其绝对值来说要比 Akulinichev 等得到的约小 1/3，且 $\langle z\rangle_{\mathrm{Fe}}$ 不在符合实验数据所需 $\langle z\rangle$ 值的范围内。

另外，Frankfurt 和 Strikman 指出[24]，Akulinichev 等既然在计算中已经考虑到类似 $\left(1 + \frac{\langle\varepsilon\rangle}{m_{\mathrm{N}}}\right)$ 的相对论修正，那么他们就应该用相对论协变的强子张量 $W^{\mu\nu}(p, q)$ 作卷积，即

$$W_{\mathrm{A}}^{\mu\nu}(p_{\mathrm{A}}, q) = \int \mathrm{d}p^4 S'(p) W_{\mathrm{N}}^{\mu\nu}(p, q)。 \tag{3.37}$$

用上式代替(3.25)式,便可得到

$$F_{2A}(x, Q^2) = \int d^4 p S'(p) z F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) = \int_x^A dz f'^{N/A}(z) F_2^N\left(\frac{x}{z}, Q^2\right)。 \quad (3.38)$$

其中新的谱函数为

$$S'(p) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \sum_\lambda |\psi'_\lambda(\boldsymbol{p})|^2 \delta\left(p_0 - m_N - \varepsilon_\lambda + \frac{|\boldsymbol{p}|^2}{2m_{A-1}}\right), \quad (3.39)$$

它满足相对论归一化条件[24, 25],即

$$\frac{1}{A}\int d^4 p z S'(p) = 1。 \quad (3.40)$$

(3.39)式中的 $\psi'_\lambda(\boldsymbol{p})$ 与(3.26)式中的 $\psi_\lambda(\boldsymbol{p})$ 有如下关系:

$$\psi'_\lambda(\boldsymbol{p}) = \left(\frac{m_N}{m_N + \varepsilon_\lambda}\right)^{1/2} \psi_\lambda(\boldsymbol{p})。 \quad (3.41)$$

相应地

$$f'^{N/A}(z) = \int d^4 p z S'(p) \delta\left(z - \frac{p \cdot q}{m_N q_0}\right), \quad (3.42)$$

$$\langle z \rangle = \frac{1}{A}\int dz z f'^{N/A}(z) = \frac{1}{A}\sum_\lambda \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{m_N z^2}{m_N + \varepsilon_\lambda} |\psi_\lambda(\boldsymbol{p})|^2。 \quad (3.43)$$

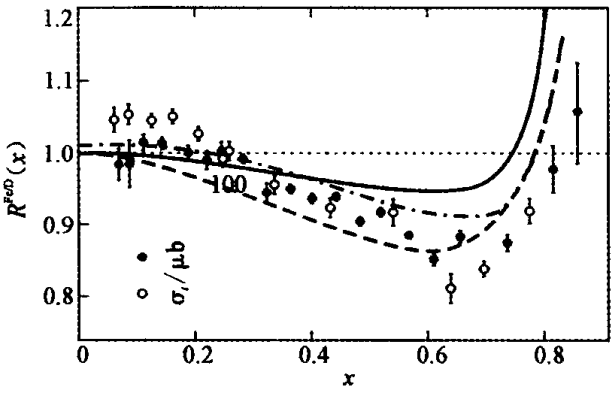


图 3-7 厉光烈等[22]的不同计算结果与 EMC 效应的实验数据的比较

将上述的原子核 ^{56}Fe 的哈特里-福克单粒子波函数和能量带入(3.43)式,厉光烈等[22]算出 $\langle z \rangle_{Fe} = 0.986$。这个值与 Akulinichev 等得到的相差更大,而且远远超出了符合实验数据所需 $\langle z \rangle$ 值的范围。因此,他们得出结论:Akulinichev 等过高估计了核内核子束缚能对 EMC 效应的贡献。图 3-7 给出了他们计算得到的 $R^{Fe/D}(x)$(实线和点划线)和 Akulinichev 等的计算结果(虚线)与 EMC 效应的实验数据的比较。其中,实线和点划线分别是采用相对论和非相对论归一化的单粒子波函数算出的结果。从图中可以看出,厉光烈等的计算结果与 Akulinichev 等给出的有很大差别。显见,在选用正确的单粒子能量和相对论归一化的波函数以后,仅用包括核束缚能效应在内的费米运动修正只能解释 20%左右的 EMC 效应。这说明,在传统核物理理论框架内,只考虑费米运动修正和核束缚能效应,不能很好解释 EMC 效应。

3.3.3　组分夸克模型和双重 x 重新标度模型

既然 EMC 效应不能在传统核物理理论框架内得到解释，那么应该如何解释它呢？1993 年，EMC 组利用 Close 等的 Q^2 重新标度模型[18, 19, 26]、朱伟和沈建国的组分夸克模型[27]，以及厉光烈等的双重 x 重新标度模型[28]，去拟合他们的新实验数据[29]，较好地解释了 EMC 效应的主要特征。鉴于前面对 Q^2 重新标度模型已作过介绍，这里只对组分夸克模型和双重 x 重新标度模型分别加以介绍：

(1) 组分夸克模型

有关强子谱的研究表明，核子由 3 个组分夸克构成。组分夸克在核子内有确定的分布。我们知道，在深度非弹性散射实验过程中涉及到的是流夸克的行为。因此，要用组分夸克来讨论核子结构函数的核效应就必须建立核子内流夸克分布与组分夸克间的关系。朱伟和沈建国[27]在价子模型(valon model)[30]的基础上建立了流夸克分布与组分夸克间的关系，即将自由(束缚)核子结构函数表示为组分夸克在自由(束缚)核子内分布函数 $G^c_{N(A)}$ 与组分夸克结构函数 $F^c_{N(A)}$ 的卷积：

$$F^{N(A)}(x, Q^2) = \sum_c \int_x^1 \mathrm{d}y G^c_{N(A)}(y) F^c_{N(A)}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right)。\tag{3.44}$$

其中 $\sum_c$ 是对 3 个组分夸克求和。假设核内核子间相互作用仅使自由核子中组分夸克分布 G^c_N 变成束缚核子中组分夸克分布 G^c_A，即

$$F^c_N(z, Q^2) = F^c_A(z, Q^2)。\tag{3.45}$$

朱伟和沈建国[26]就 QCD 修正与核环境的影响详细讨论了束缚核子中组分夸克分布 G^c_A，并给出了对 EMC 效应的定性解释，这就是组分夸克模型(constituent quark model)。

(2) 双重 x 重新标度模型

厉光烈等发现[23]，在考虑核内核子束缚能效应和费米运动修正的基础上，进一步引入 Q^2 或 x 重新标度机制后可相当好地解释 EMC 效应。但是，在考虑了核束缚效应后，特别是引入 Q^2 或 x 重新标度机制以后，核动量不再守恒，即核动量不再等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和。EMC 效应的出现与丢失 4%的核动量之间似乎有某种联系。为了保持核动量守恒，他们提出了双重 x 重新标度模型(double x rescaling model)[28]，即在自由核子结构函数的表达式：[4]，

$$\begin{aligned} F_2^{n(p)}(x, Q^2) = {} & \frac{5}{18} x V_8(x, Q^2) - (+)\ \frac{1}{6} x V_3(x, Q^2) \\ & + \frac{2}{9} x S(x, Q^2) + \frac{4}{9} x C(x, Q^2)。 \end{aligned}\tag{3.46}$$

中，令

$$K_V^{n(p)}(x, Q^2) = \frac{5}{18} x V_8(x, Q^2) - (+)\ \frac{1}{6} x V_3(x, Q^2),\tag{3.47}$$

$$K_S^{n(p)}(x, Q^2) = \frac{2}{9}xS(x, Q^2) + \frac{4}{9}xC(x, Q^2)。 \tag{3.48}$$

然后，对自由核子内的价夸克和海夸克的动量分布 $K_V^{n(p)}$ 和 $K_S^{n(p)}$ 分别作不同的 x 重新标度

$$K_{V(S)}^N(x, Q^2) \to K_{V(S)}^N(\delta_{V(S)}x, Q^2)。 \tag{3.49}$$

从物理上讲，由于价夸克、海夸克和胶子在核环境中演化的方式不一样，因此，对它们的动量分布作不同的 x 重新标度是合理的。应当指出，在(3.49)式中，我们形式上引入了两个可调参数 δ_V 和 δ_S，但实际上，由于我们要求核动量守恒，即核动量等于核内价夸克、海夸克和胶子的动量之和。因此，真正的可调参数只有一个，即当参数 δ_V 通过符合 EMC 效应的实验数据定出后，另一参数 δ_S 便可由核动量守恒条件确定。由于自由核子结构函数内海夸克和胶子的动量分布具有类似的形式，因此，在计算核动量守恒时，他们对海夸克和胶子的动量分布采用相同的 x 重新标度。利用

$$F_2^A(x, Q^2) = K_V^N(\delta_V x, Q^2) + K_S^N(\delta_S x, Q^2), \tag{3.50}$$

结合考虑小 x 区域核内邻近核子间部分子空间重叠引起的海夸克密度的重新分布，他们相当好地解释了 EMC 效应。

应当指出，上述三个模型[26—28]不仅能解释 EMC 效应，而且可以解释核阴影效应，特别是在 $0.1 < x < 0.3$ 区域出现的 $R^{A/D}(x, Q^2) > 1$ 的反阴影效应(anti-shadow effect)，这是早期的 EMC 效应理论模型所做不到的。在下一章里，我们将对核阴影效应进行较为深入的讨论。

3.3.4 部分子演化模型

虽然双重 x 重新标度模型可以相当好地解释 EMC 效应，但是与其他解释 EMC 效应的模型一样，它仍带有两个可调参数(x 重新标度参数和核阴影因子)。为了消除这两个可调参数，进一步揭示双重 x 重新标度模型的物理本质，厉光烈等[31]研究了核子内夸克-胶子分布(quark-gluon distribution)在核环境中的演化，提出了部分子演化模型(parton evolution model)。新的模型无需引入类似 Q^2 或 x 重新标度参数那样的可调参数，只要依据实验定出的束缚核子的有效半径，便可相当好地解释 EMC 效应。在该模型中，核子内价夸克、海夸克和胶子的分布在核环境中以不同方式演化。如果假定海夸克和胶子的演化方式与价夸克的一样，即只考虑价夸克一种演化方式，那么在大 Q^2 近似下便可以由此模型导出 Q^2 重新标度模型。另外，厉光烈等[31]还用解析方法证明了部分子演化模型可为双重 x 重新标度模型提供物理基础。应当指出的是，部分子演化模型虽然可以相当好地解释 EMC 效应的实验数据，但是它在描述小 x 区域的核阴影效应时引入了带有可调参数的核阴影因子。为了能在统一的理论框架下解释 EMC 效应和核阴影与反阴影效应，厉光烈等[32]还利用修正的阿尔特拉里-帕里西方程(Alteralli - Parisi

equation，简称 A－P equation）来描述小 x 区域的核阴影与反阴影效应，以改进部分子演化模型，使其不必引入核阴影因子便可相当好地解释 EMC 效应、核阴影与反阴影效应，即整个 x 区域的实验数据。因此，改进后的部分子演化模型可能揭示了 EMC 效应的物理本质。

综上所述，EMC 效应的存在已得到实验确认，但对 EMC 效应的理论解释尚无定论。各种理论模型之间可能存在某种联系，但尚未完全揭示。Bickerstaff 等[33]指出：EMC 效应的各种理论模型对核德雷尔-颜过程的预言相差甚远，研究核德雷尔-颜过程有可能鉴别这些模型的优劣。因此，进一步开展对核德雷尔-颜过程和 J/Ψ 光生过程等与 EMC 效应有关的物理过程的研究，将有助于揭示 EMC 效应的物理本质。

参考文献

[1] Aubert J J, et al. Phys Lett B, 1983,123:275.

[2] Alde D M, et al. Phys Rev Lett, 1990,64:2479.

[3] Amaudruz P A, et al. Nucl Phys B, 1992,371:553.

[4] Buras A J, Gaemers K J F. Nucl Phys B, 1978,132:249.
Duke D W, Owens J F. Phys Rev D, 1984,30:49.
Glück M, Hoffmann E, Reya E. Z Phys C, 1982,13:119.

[5] Stodolsky L. Phys Rev Lett, 1967,18:135.
Caldwell D O, et al. Phys Rev Lett, 1969,23:1256.
Goodman M S, et al. Phys Rev Lett, 1981,47:293.

[6] Bodek A, et al. Phys Rev Lett, 1983,50:1431;1983,51:534.
Stein S, et al. Phys Rev D, 1975,12:1884.

[7] EMC Collab, BCDMS Collab. CERN Courier, 1987,27:2.

[8] Arnold R G, et al. Phys Rev Lett, 1984,52:727.

[9] Amaudruz P, et al. Z Phys C, 1992,53:73.

[10] Benvenuti A C, et al. CERN－EP/87－13.
Bari G, et al. Phys Lett B, 1985,163:282.

[11] Cooper A M, et al. Phys Lett B, 1984,141:133;
Parker M A, et al. Nucl Phys B, 1984,232:1;
Abramowlez H, et al. Z Phys C, 1984,25:29.

[12] Smith C H L. Phys Lett B, 128:107.

[13] Ericson E, Thomas A W. Phys Lett B, 1983,128:112.

[14] Pirner H J, Vary J P. Phys Rev Lett, 1981,46:1376.

[15] Jaffe R L. Phys Rev Lett, 1983,50:228.

[16] Carlson C E, Havens T J. Phys Rev Lett, 1983,51:261.

[17] Lassila C E, Sukhatme U P. Phys Lett B, 1988,209:343.

[18] Close F E, Roberts R G, Ross G G. Phys Lett B, 1983,129:346.

[19] Close F E. Nucl Phys A, 1985,446:273c.

[20] Canal C A G, et al. Phys Rev Lett, 1984,53:1430.

[21] Akulinichev S V, et al. JETP Lett, 1985,42:127; Phys Rev Lett, 1985,55:2239; Phys Lett B, 1985,158:485.

[22] Ring P, Schack P. The Nuclear Many Body Problem. Springer-Verlag, 1980.

[23] Li G L, Liu K F, Brown G E. Phys Lett B, 1988,213:531.

[24] Frankfurt L L, Strikman M I. Phys Lett B, 1987,183:254.

[25] Birbrair B L, Levin E M, Shuvaev A G. Lenningrad Nucl Phys Inst, 1986, preprint - 1227.

[26] Close F E, Roberts R G. Phys Lett B, 1988,213:91.

[27] Zhu W, Shen J G. Phys Lett B, 1990,235:170.

[28] Li G L, Cao Z J, Zhong C S. Nucl Phys A, 1990,509:757.
厉光烈、杨建军和沈洪清.物理学进展,1995,15:201.

[29] Ashmam J, et al. Z Phys C, 1993,57:211.

[30] Hwa R C. Phys Rev D, 1980,22:1593.

[31] Li G L, Shen J P, Yang J J, et al. Phys Rept, 1994,242:505.

[32] Li G L, Shen J P, Yu M J. Chin Phys Lett, 1993,10:648;1995,12:348.

[33] Bickerstaff R P, Birse M C, Miller G A. Phys Rev D, 1986,33:3228.

第4章

光子探针与原子核结构

我们在上一章里谈到，不仅通过带电轻子在原子核上的深度非弹性散射（EMC 效应和核阴影效应）可以研究核环境对核内核子里夸克-胶子分布的影响，而且通过高能强子在原子核上的大质量轻子对产生（核德雷尔-颜过程）和 J/Ψ 光生反应也能对其进行研究，后者的加入还有助于将价夸克、海夸克和胶子分开来进行研究。

虽然研究 EMC 效应用的是带电轻子探针，研究核阴影效应和 J/Ψ 光生反应既可用带电轻子探针又可用光子探针（photon probe），而研究核德雷尔-颜过程则要用高能强子探针。但是，除了光子探针外，另两种探针与核内核子的相互作用，在单光子交换近似下，也都是通过交换光子来进行的，也就是说，用来探测核内核子里夸克-胶子分布的都是光子，只是 EMC 效应用的是类空（虚）光子（$Q^2 > 0$），核阴影效应和 J/Ψ 光生反应既可用类空（虚）光子又可用类光（实）光子（$Q^2 = 0$），而核德雷尔-颜过程则用的是类时（虚）光子（$Q^2 < 0$）。

因此，在这一章里，我们以“光子探针与原子核结构”为题介绍 EMC 效应之外的核阴影效应、核德雷尔-颜过程和 J/Ψ 光生反应。

§4.1 核阴影效应

4.1.1 核阴影效应的实验现象

如果假设原子核内的核子与自由核子完全相同，并且相互独立，完全静止（即忽略核子在核内的费米运动）；同时假定与原子核作用的入射光子在核内的平均自由程足够长，使它能够与核内每个核子相互作用，那么质量数为 A 的原子核的光吸收截面就应为自由核子的光吸收截面的 A 倍，即

$$\sigma_{\gamma A} = A\sigma_{\gamma N}。 \tag{4.1}$$

当然，实际情况要复杂得多。鉴于光子与原子核相互作用不仅具有电磁相互作用性质而且具有强相互作用性质，1967 年，Stodolsky 指出[1]，光子是类点结构态与强子结构态的叠加。在原子核的光吸收过程中，起作用的主要是光子的强子结构态。当光子的强子结构态在核内的平均自由程短到不足以贯穿整个原子核时，核前部核子将对后部核子产生

阴影效应。两年后，Caldwell 等[2]在实验中发现质量数为 A 的原子核的光吸收截面 $\sigma_{\gamma A}$ 比自由核子的光吸收截面 $\sigma_{\gamma N}$ 的 A 倍要小，即

$$\sigma_{\gamma A}/A\sigma_{\gamma N} = A_{\text{eff}}/A < 1。 \tag{4.2}$$

这就是核阴影效应。实验结果见图 4－1。

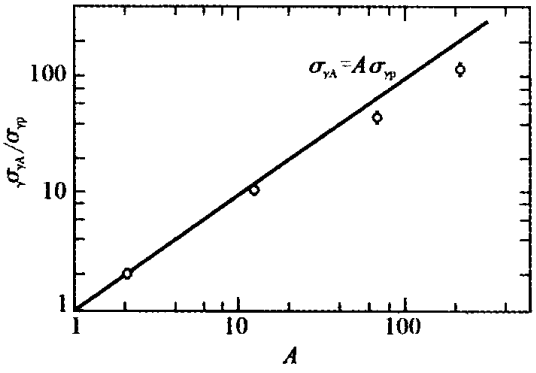


图 4－1　$\sigma_{\gamma A}/\sigma_{\gamma N}$ 与 A 的关系

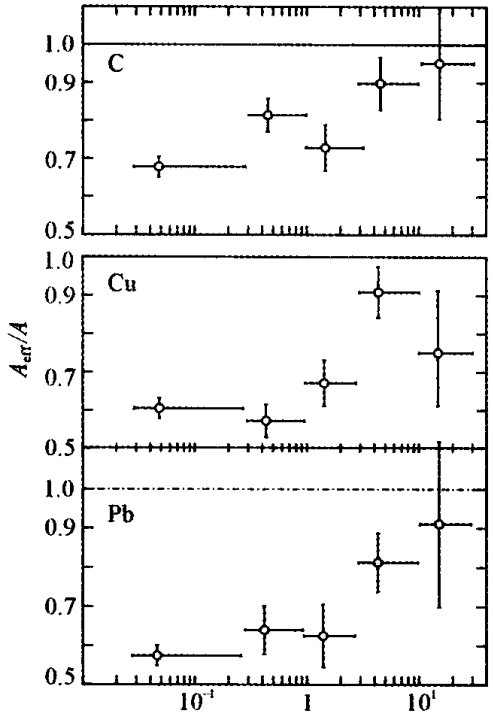


图 4－2　A_{eff}/A 对 Q^2 的依赖关系

上述核阴影效应是在真实光子与原子核相互作用过程中发生的。那么，在虚光子与原子核相互作用过程中是否也存在这种效应呢？针对这个问题，Goodman 等[3]做了轻子-原子核深度非弹性散射实验，在此散射过程中，轻子通过交换虚光子与原子核相互作用。图 4－2 给出了他们的实验结果。从图中可以看出，在虚光子与原子核相互作用过程中同样存在核阴影效应。

在上一章里，我们曾经谈到 Rochester－SLAC－MIT 组与 EMC 组关于 EMC 效应的实验数据在小 x 区域有较大分歧：在 $x < 0.1$ 区域里，Rochester－SLAC－MIT 组测得的 $R^{A/D}$ 小于 1，即存在核阴影效应，而 EMC 组的 $R^{A/D}$ 却大于 1。后来，EMC 组和 BCDMS 组在铁和铜靶上重新作了深度非弹性散射实验，结果发现在小 x 区域 $R^{A/D}$ 确实小于 1，从而消除了上述分歧。1988 年，EMC 组[4]改进了实验测量方法，直接测得了 $R^{C/D}$、$R^{Cu/D}$ 和 $R^{Sn/D}$。在小 x 区域（$x \leqslant 0.05$），在较高的 Q^2 值（约 5 GeV^2）下，他们得到的实验结果肯定了 SLAC 的 E61 组在低 Q^2 值（约 0.9 GeV^2）下得到的结果，再一次确认了 Goodman 等的发现。

4.1.2　核阴影效应的理论解释

(1) 矢量为主模型

矢量为主模型最初是由 Stodolsky[5]提出的，后来 Grammer 等[6]作了大量工作，进一步发展了这一模型。他们认为在带电轻子与原子核深度非弹性散射过程中交换的虚光子是类点结构态与强子结构态的叠加，其类点结构部分与核子间的电磁相互作用可以用微扰 QCD 和部分子模型来描述，这部分不引起核阴影效应；它的强子结构部分才是产生核阴影效应的根源。当虚光子与原子核相互作用时，首先与核前部核子作用，其中部分被吸收，失去了被后部核子再散射的机会，从而引起了核阴影效应。矢量为主模型就是假设虚光子的强子结构态以矢量介子为主。按照不确定原理，矢量介子态的寿命可表示为

$$\tau_{\mathrm{V}} \sim \frac{1}{|\nu - E_{\mathrm{V}}|} \sim \frac{2\nu}{Q^2 + m_{\mathrm{V}}^2}, \tag{4.3}$$

其中，$Q^2 = -q^2$，q 和 ν 分别是散射过程中的四动量转移和能量转移，E_{V} 和 m_{V} 分别是该矢量介子的能量和质量。由(4.3) 式可以看出，矢量介子态的寿命依赖于 Q^2 和 ν。一般认为，当 $Q^2 > 1\ \mathrm{GeV}^2$ 时，核阴影效应将很快消失。但是，EMC 组实验发现并非如此，他们测量了小 x 区域 ($0.003 \leqslant x \leqslant 0.100$) 和低 Q^2 ($0.3\ \mathrm{GeV}^2 \leqslant Q^2 \leqslant 3.2\ \mathrm{GeV}^2$) 范围内的核阴影效应[7]，实验结果见图 4-3。在图 4-3 中，同时还给出了该组原先测得的 $Q^2 > 4\ \mathrm{GeV}^2$ 的实验数据。从图中可以看到，核阴影效应对 Q^2 的依赖甚弱。因此，上述模型有待进一步改进。

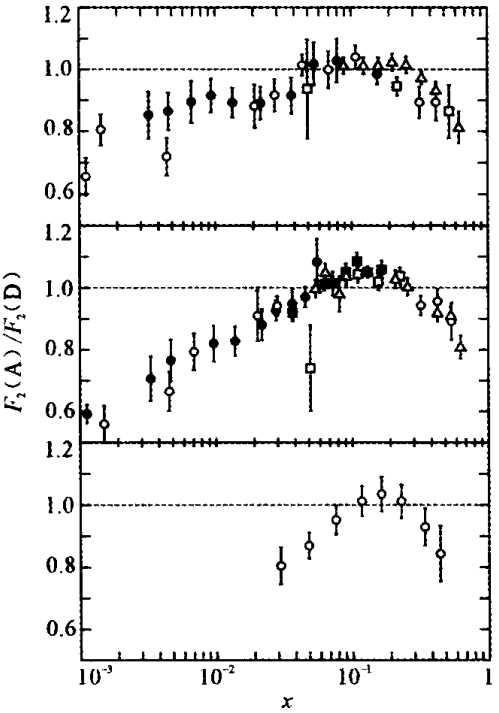


图 4-3　EMC 组 Arneodo 等[7]测量得到的 $F_2(A)/F_2(D)$ 与其他实验结果的比较

Alonso 等[8]指出，由于在深度非弹性散射过程中交换的是虚光子，因此在计算原子核光吸收截面时必须考虑虚光子的离壳效应 (off-shell effect)。为了讨论如何引入离壳效应，我们先分析核子结构函数 F_2，其表达式为

$$F_2(\nu, Q^2) = \frac{\nu(\nu - Q^2/2m_{\mathrm{N}})}{\alpha(2\pi)^2(1 + \nu^2/Q^2)}[\sigma^T(\nu, Q^2) + \sigma^{\mathrm{L}}(\nu, Q^2)]。 \tag{4.4}$$

其中，α 为精细结构常数，σ^{T} 和 σ^{L} 分别为横向与纵向光子吸收截面。通常 σ^{L} 贡献很小，可略去不计；σ^{T} 包含类点结构态与强子结构态两部分的贡献，即

$$\sigma^{\mathrm{T}}(\nu, Q^2) = \sigma_{\mathrm{c}}^{\mathrm{T}}(\nu, Q^2) + \sigma_{\mathrm{VMD}}^{\mathrm{T}}(\nu, Q^2)。 \tag{4.5}$$

式中 $\sigma_{\mathrm{c}}^{\mathrm{T}}(\nu, Q^2)$ 为类点结构态的贡献，也就是库仑散射截面，它可以通过部分子模型的

QCD 分析得到；$\sigma^{T}_{VMD}(\nu, Q^2)$为强子结构态的贡献，可由矢量为主模型(vector dominance model, VDM)给出，

$$\sigma^{T}_{VDM}(\nu, Q^2) = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2}\left(\frac{m_V^2}{m_V^2+Q^2}\right)^2 \sigma^{V}(\nu, Q^2), \tag{4.6}$$

其中

$$f_\rho^2 = 2.2,\ f_\omega^2 = 23.5,\ f_\phi^2 = 18.4。$$

分别为矢量介子 ρ、ω 和 ϕ 与光子相互作用的等效耦合常数；$\sigma^{V}(\nu, Q^2)$为矢量介子与核子散射的总截面。当 ν 足够高时，必须考虑虚矢量介子的离壳效应，这时截面应该写为

$$\sigma(s, Q^2) = \sigma(s, Q^2 = -m_V^2) + cf(Q^2)s^{\lambda}, \tag{4.7}$$

式中第二项是矢量介子离壳效应的贡献，s 为散射系统总能量的平方，正参数 λ 及函数 $f(Q^2)$的形式可通过拟合核阴影效应实验数据得到。Alonso 等将考虑与不考虑离壳效应计算得到的结果与核阴影效应的实验数据进行了比较，结果表明：在考虑了离壳效应以后，理论与实验的符合得到了明显的改进，核阴影效应不再对 Q^2 有强的依赖。

(2) 部分子融合-重组模型

Nikolaev 等[9]首先将部分子模型用于解释核阴影效应。考虑到核子间相互作用的长程部分主要是交换单 π 介子，根据不确定原理，可以定出核内核子间距在数量级上约为 $\Delta z_N \approx \frac{1}{m_\pi}$，变换到无限大动量坐标系中，则

$$\Delta z_N \approx \frac{m_N}{m_\pi p_N}。 \tag{4.8}$$

其中，$\frac{m_N}{p_N}$为洛伦兹收缩因子，m_N 和 p_N 分别是核子质量和动量。类似地，核子内带有动量 xp_N 的部分子(流夸克)的纵向线度约为

$$\Delta z_p \approx \frac{1}{xp_N}。 \tag{4.9}$$

如果 $\Delta z_p > \Delta z_N$，即核子内部分子纵向线度大于核子间距，则来自邻近核子的部分子发生重叠、相互作用，使较小 x 的部分子融合成较大 x 的部分子，从而导致小 x 区域的 $R^{A/D}$ 变小，即出现核阴影效应。

QCD 理论认为，部分子间的强相互作用是通过交换胶子来实现的。根据这一理论，Qiu 指出[10]，在小 x 极限下，胶子密度将变得很大，它们会发生重叠、相互作用，进行重新组合，使核内小 x 端的胶子密度及海夸克密度降低。在低密度极限下，核内部分子分布可取为

$$xq_f^A(x, Q^2) = Aq_f^N(x, Q^2) - \delta xq_f^A(x, Q^2), \tag{4.10}$$

$$xg^{A}(x, Q^2) = Ag^{N}(x, Q^2) - \delta xg^{A}(x, Q^2)。 \tag{4.11}$$

式中 $q_f^{A(N)}(x, Q^2)$和 $g^{A(N)}(x, Q^2)$分别是夸克和胶子的密度分布函数，$f = u, d, \cdots$表示夸克的味，上标 A 和 N 分别表示原子核^{A}Z 和自由核子。这些部分子分布函数应满足修正的 A－P 方程[11]。求解 A－P 方程，要涉及到如何选取初始的原子核和自由核子的部分子分布函数。为此，Qiu 引入核阴影因子 $R_{s(g)}(x, Q_0^2, A)$来联系初始的原子核和自由核子的部分子分布函数：

$$\frac{1}{A}xq_f^{A}(x, Q_0^2) = xq_f^{N}(x, Q_0^2)R_s(x, Q_0^2, A), \tag{4.12}$$

$$\frac{1}{A}xg^{A}(x, Q_0^2) = xg^{N}(x, Q_0^2)R_g(x, Q_0^2, A)。 \tag{4.13}$$

式中下标 s，g 分别表示海夸克与胶子。若在 Q_0^2 处核阴影效应不太强，则 $R_{s(g)}(x, Q_0^2, A)$可表示为

$$R_{s(g)}(x, Q_0^2, A) = 1 - C_{s(g)}(x, Q_0^2, A)。 \tag{4.14}$$

考虑到在无限大动量坐标系中，半径为 r_N 的核子纵向线度为

$$\Delta z_N \approx \frac{2r_N m_N}{p_N}, \tag{4.15}$$

动量为 xp_N 的胶子纵向线度约为

$$\Delta z_g \approx \frac{1}{xp_N}。 \tag{4.16}$$

当 $\Delta z_g > \Delta z_N$，即

$$x < x_N = \frac{1}{2r_N m_N}。 \tag{4.17}$$

时，相邻核子的胶子会因发生重叠而相互作用，导致密度重新分布，其过程可用费恩曼图 4－4(a)描述。由于存在胶子与海夸克相互作用(见图 4－4(b))，胶子密度的重新分布必然会导致海夸克密度的重新分布，从而引起了核阴影效应。这是因为，在小 x 区域，对 F_2^A 进而 $R^{A/D}$的贡献主要来自海夸克的分布，因此，x 越小，胶子重叠越大，海夸克分布变化也越大，核阴影效应越强。当满足下面的关系时，

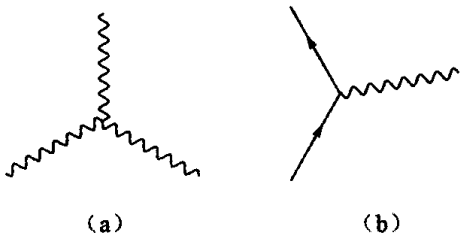


图 4－4　(a)三胶子相互作用的费恩曼图 (b)海夸克-胶子相互作用的费恩曼图

$$x = x_A = \frac{1}{2r_A m_N}, \tag{4.18}$$

核阴影效应达到最大，这里 r_A 为核半径。为了表达核阴影效应的程度，他们定义胶子重叠的几率为

$$P = \frac{\Delta z_g - \Delta z_N}{\Delta z_A - \Delta z_N} = \frac{1/x - 1/x_N}{1/x_A - 1/x_N}, \tag{4.19}$$

其中

$$\Delta z_A = \frac{1}{x_A p_N} = \frac{2 r_A m_N}{p_N}。 \tag{4.20}$$

利用 P 并考虑到核阴影效应对质量数 A 的依赖，核阴影因子(nuclear shadowing factor)可表示为

$$R_{s(g)}(x, Q^2, A) = \begin{cases} 1 & (x_N < x < 1) \\ 1 - K_{s(g)}(A^{1/3} - 1)\ \dfrac{1/x - 1/x_N}{1/x_A - 1/x_N} & (x_A < x < x_N)。 \\ 1 - K_{s(g)}(A^{1/3} - 1) & (0 < x < x_A) \end{cases} \tag{4.21}$$

其中参数 $K_{s(g)}$ 可通过拟合实验数据得到。利用(4.21)式给出的 $R_{s(g)}(x, Q^2, A)$ 可以定出 $Q^2 = Q_0^2$ 时部分子分布函数 $q_s^A(x, Q_0^2)$ 和 $g^A(x, Q_0^2)$，进而根据 A－P 方程便可得到核阴影效应随 Q^2 变化的趋势。Mueller 和 Qiu[11] 的计算结果表明，核阴影效应随 Q^2 增大而减弱是比较缓慢的。

Berger 与 Qiu[12] 利用上述胶子重组模型，给出了开始出现核阴影效应的 x_N 值对 A 的依赖关系，其结果与 EMC 组的实验数据[4] 相一致。后来，Close 等[13] 利用了 Qiu 所给的核阴影因子，结合 Q^2 重新标度机制，解释了 EMC 组的实验数据[4]。

(3) 综合模型

矢量为主模型和部分子融合-重组模型从不同角度描述了核阴影效应。为了结合这两个模型的优点，Kwiecinski 等[14] 进一步提出了综合模型。他们认为，平均核结构函数 F_2^A 与自由核子结构函数 F_2^N 之间有如下关系：

$$AF_2^A = AF_2^N - \Delta F_{2A}^{(V)} - \Delta F_{2A}^{(P)}, \tag{4.22}$$

其中 $\Delta F_{2A}^{(V)}$ 和 $\Delta F_{2A}^{(P)}$ 分别为虚光子矢量介子态与核子部分子结构对核结构函数的修正。下面对它们进行简单的说明：

① $\Delta F_{2A}^{(V)}$

根据矢量为主模型，$\Delta F_{2A}^{(V)}$ 可以表示为[14]

$$\Delta F_{2A}^{(V)}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi} \sum_{V=\rho, \omega, \phi} \frac{m_V \sigma_{VA}}{f_V^2 (Q^2 + m_V^2)}, \tag{4.23}$$

其中 σ_{VA} 为矢量介子在原子核上的多重散射截面。根据格劳伯多重散射(Glauber

multiple scattering)理论，有

$$\sigma_{VA} = 2\left(\frac{\sigma_{VN}}{2}\right)^2 \int d^2b dz_1 dz_2 \theta(z_2 - z_1) n_A(b, z_1) n_A(b, z_2) \times \cos[x(m_V^2/Q^2 + 1)(z_2 - z_1)] \exp\left[-\frac{\sigma_{VN}}{2}\int_{z_1}^{z_2} dz n_A(b, z)\right], \tag{4.24}$$

其中 σ_{VN} 为矢量介子-核子的总散射截面。

② $\Delta F_{2A}^{(P)}$

若仅考虑多重散射展开式中低级项的贡献，则在小 x 区域，核子部分子结构对核结构函数的修正 $\Delta F_{2A}^{(V)}$ 主要来源于夸克间大量胶子(即坡密子)交换图的贡献。根据雷杰理论(Regge theory)，可得[14]

$$\Delta F_{2A}^{(P)}(x, Q^2) = 8\pi \int_{\xi_0}^{1} d\xi \int d^2b dz_1 dz_2 \theta(z_2 - z_1) n_A(b, z_1) n_A(b, z_2) \times \cos[m_V \xi (z_2 - z_1)] \frac{N_P^2}{\xi} F_{2P}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right), \tag{4.25}$$

其中 ξ 积分下限为

$$\xi_0 = x(1 + m_0^2/Q^2)。 \tag{4.26}$$

这里，质量平方低端截断常数 m_0^2 取值为 1.5 GeV^2；$n_A(b, z)$ 为原子核中核子数密度分布函数，它满足下面的归一化条件：

$$\frac{1}{A}\int_{V_A} d^2b dz n_A(b, z) = 1。 \tag{4.27}$$

式中，$V_A = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A$ 为原子核的体积，r_0 为平均核子半径。另外，N_P 为耦合到一个核子上的坡密子数；$F_{2P}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right)$ 为坡密子结构函数(pomeron structure function)。

根据上述观点，Kwiecinski 等[20]计算了平均核结构函数与自由核子结构函数之比 $R^{A/D}(x, Q^2)$，其实验结果：在低 Q^2 区域，理论与实验符合得甚好，但在 $Q^2 > 4$ GeV^2 的高 Q^2 区域，理论值偏离实验值。由此可见，由综合模型给出的核阴影效应对 Q^2 仍有较大的依赖。

4.1.3　EMC 效应与核阴影和反阴影效应的统一描述

在第 3 章中，我们曾经提到 Close 等的 Q^2 重新标度模型、朱伟和沈建国的组分夸克模型，以及厉光烈等的双重 x 重新标度模型，可以统一描述 EMC 效应与核阴影和反阴影效应。下面，以双重 x 重新标度模型为例来加以介绍。

上节提到的部分子融合-重组模型(parton fusion-recombination model)，包括 Close

等[13]的工作，都只考虑部分子纵向线度上的重叠。厉光烈等[15]认为，核内邻近核子中的部分子(主要是海夸克和胶子)应发生空间重叠，核阴影效应是由于核内邻近核子中的海夸克和胶子发生空间重叠、相互作用，从而导致它们的动量重新分布而引起的。为了描述核阴影效应与部分子空间重叠程度之间的关系，他们首先引入核内核子的平均有效半径 $r_{N(A)}$。类似于文献[16]，他们取

$$r_{N(A)} = r_N[1+\alpha\ln(2-A^{-1/3})]。 \tag{4.28}$$

其中 r_N 为自由核子半径；A 为原子核质量数。当 $A\to\infty$ 时，$r_{N(\infty)} = r_N(1+\alpha\ln 2)$ 为核物质内核子的平均有效半径，它可由核物质内核子密度 $\rho = 0.17\ \mathrm{fm}^{-3}$ 通过公式 $r_{N(\infty)} = \left(\frac{4}{3}\pi\rho\right)^{-1/3}$ 导出，其值为 $r_{N(\infty)} = 1.12\ \mathrm{fm}$。若取 $r_N = 0.85\ \mathrm{fm}$，则 $r_{N(\infty)} = 1.3r_N$，由此定出比例系数 $\alpha\approx 0.43$。上述结果与 Brown 和 Rho[17] 通过研究核子-核子的自旋-同位旋相互作用在介质中的增强定出的原子核 ^{209}Bi 内束缚核子有效质量与自由核子质量之比为 $m_N^*/m_N = 0.75$ 也是相吻合的。实际上，核内核子的这种“发胀”现象已为实验所证实[18]。这样，在无限大动量坐标系中，核内核子的纵向尺度可表示为

$$\Delta z_{N(A)} = 2r_{N(A)}\frac{m_N}{p_N}, \tag{4.29}$$

它在核内所占的空间体积为

$$V_{N(A)} = \frac{4}{3}\pi r_{N(A)}^3\frac{m_N}{p_N}, \tag{4.30}$$

而该核子内动量为 xp_N 的部分子的纵向尺度同样可由(4.9)式给出，它在核内所占的空间体积为

$$V_{P(A)} = \pi r_{N(A)}^2\frac{1}{xp_N}。 \tag{4.31}$$

从(4.30)和(4.31)式可以看出，当 x 很小时，核内邻近核子中的部分子(主要是海夸克和胶子)将发生空间重叠。在重叠区，来自不同核子的海夸克和胶子因相互作用而重新分布，其结果是使原系统中小 x 区域海夸克的密度减小，从而引起了核阴影效应。因此，核阴影效应与部分子空间重叠程度有关。引入空间重叠因子(space-overlapping factor)：

$$\frac{\Delta V_{P(A)}(x)}{V_{P(A)}(x)} = \frac{V_{P(A)}(x)-V_{N(A)}}{V_{P(A)}(x)} = 1-\frac{4}{3}xm_Nr_{N(A)}, \tag{4.32}$$

则核阴影因子可取为

$$I(x,Q^2,A) = \begin{cases} 1 & (x_N<x<1) \\ 1-K_A(Q^2)\dfrac{\Delta V_{P(A)}(x)}{V_{P(A)}(x)} & (x_A<x<x_N) \\ 1-K_A(Q^2)\dfrac{\Delta V_{P(A)}(x_A)}{V_{P(A)}(x_A)} & (0<x<x_A) \end{cases}。 \tag{4.33}$$

其中，x_N 由下式来确定，

$$\frac{\Delta V_{P(A)}(x)}{V_{P(A)}(x)} = 0。 \tag{4.34}$$

x_A 由(4.18)式给出；比例因子 $K_A(Q^2)$通过拟合核阴影效应的实验数据定出。由于核阴影效应对 Q^2 依赖甚弱(见图 4－3)，因此，在实际计算中，可以把 K_A 看作是与 Q^2 无关的参数。

现在，就利用双重 x 重新标度模型和上述的核阴影因子来统一描述 EMC 效应和核阴影与反阴影效应。考虑到在小 x 区域核阴影效应对束缚核子结构函数中海夸克动量分布的影响，厉光烈[15]在(3.53)式：

$$F_2^A(x, Q^2) = K_V^N(\delta_V x, Q^2) + K_S^N(x, Q^2)$$

中进一步作如下变换：

$$K_S^N(\delta_S x, Q^2) \to I(x, Q^2, A) K_S^N(x, Q^2)。 \tag{4.35}$$

并利用它计算了原子核 ^{56}Fe 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$。另外，为了描述 EMC 效应和核阴影效应的 A 依赖性，他们还计算了 ^{12}C、^{64}Cu 和 ^{116}Sn 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$。计算结果和实验数据一起给出在图 4－5 和图 4－6 中。参数 δ_V、δ_S 和 $K_A(Q^2)$的取值见表 4－1。从这些图中可以看到，利用双重 x 重新标度模型和前面给出的核阴影因子，确实可以统一描述 EMC 效应和核阴影与反阴影效应。

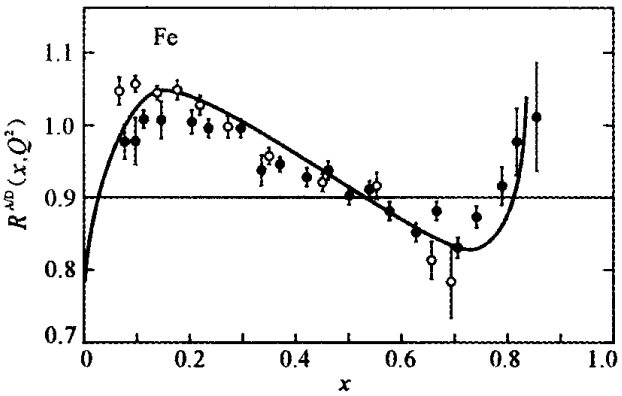


图 4－5　^{56}Fe 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$

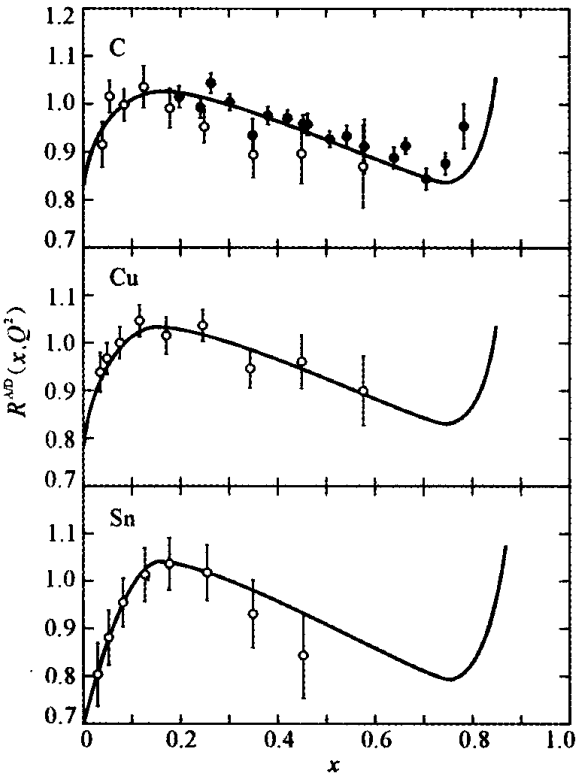


图 4－6　^{12}C、^{64}Cu 和 ^{116}Sn 的 $R^{A/D}(x, Q^2)$

表 4－1　参数参数 δ_V、δ_S 和 $K_A(Q^2)$的值

	δ_V	δ_S	$K_A(Q^2)$
C	1.025	0.943	0.25
Fe	1.025	0.902	0.30
Cu	1.025	0.933	0.30
Sn	1.030	0.927	0.50

§4.2　核德雷尔-颜过程

4.2.1　德雷尔-颜过程与核德雷尔-颜过程

1. 德雷尔-颜模型

强子(I)-强子(T)碰撞产生大质量轻子对的过程：

$$I + T \rightarrow l^+ l^- + X。 \tag{4.36}$$

可用图 4－7(a)的费恩曼图表示。Christenson 等[19]首先在实验上发现了这一现象。应当指出，这一发现为探寻新粒子提供了一种有效手段，例如$(c\bar{c})J/\Psi$、$(b\bar{b})\gamma$束缚态都是首先在这一实验过程中发现的。不仅如此，它还引导人们发现了中间玻色子 Z^0。图 4－8 为UAl 组[20]所测得的双 μ 子质量谱，其中三个明显的峰分别对应着 J/Ψ、γ 及 Z^0。

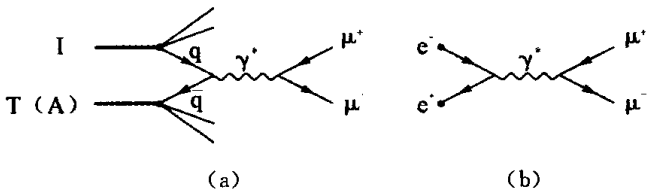


图 4－7　(a) 德雷尔-颜过程的费恩曼图；
(b) $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ 反应的费恩曼图

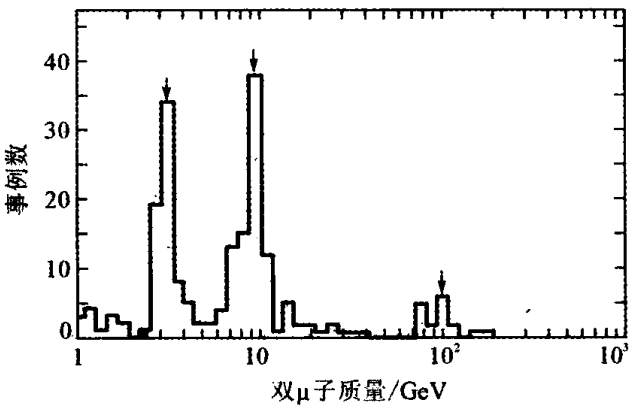


图 4－8　UA1 组实验测得的双 μ 子质量谱

对上述过程，德雷尔(S. Drell)和颜东茂(T. Yan)[21]首先在部分子模型基础上给予了解释。他们认为，在图 4－7(a)中，分别来自入射强子(I)和靶强子(T)内的正反夸克湮没成一个虚光子γ^*，然后虚光子再衰变成一对轻子l^+l^-。后来，人们便称这一过程为德雷尔-颜过程[22]。在德雷尔-颜过程中，轻子对的质量和动量分布直接反映了强子内部分子的分布，即给出了入射强子与靶强子内的夸克(反夸克)分布函数。在这一点上，德雷尔-颜过程与高能轻子在强子上的深度非弹性散射过程存在着紧密的联系，因为它们都是电磁相互作用过程。

考虑到德雷尔-颜过程与图 4－7(b)所示的$e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-$反应过程十分类似，而在量子电动力学理论框架里，作单光子交换近似，$e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-$反应截面为$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2}$，其中$\alpha$为精细结构常数，$M$为轻子对的质量。在图 4－7(a)中，分别来自入射强子(I)与靶强子(T)的夸克(反夸克)与反夸克(夸克)间也存在与图 4－7(b)类似的反应，故德雷尔-颜反应截面可表示为

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2}\right)_{DY} = \frac{1}{3} \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \sum_f e_f^2 [q_f^1(x_1)\bar{q}_f^T(x_2) + \bar{q}_f^1(x_1)q_f^T(x_2)]。 \tag{4.37}$$

式中，“$\frac{1}{3}$”因子是考虑到只有色相反的夸克-反夸克对($q\bar{q}$)才能湮没成虚光子；$\frac{4\pi\alpha^2}{3M^2}$是子过程$q+\bar{q} \to \mu^+ + \mu^-$的反应截面；$e_f$是味为$f$的夸克的电荷数；$q_f^{I(T)}(x)$和$\bar{q}_f^{I(T)}(x)$分别为入射强子(靶强子)中味为$f$的夸克和反夸克的分布函数，其中比约肯标度变量$x$是夸克或反夸克的纵向动量与强子纵向动量之比。

为了将x_1和x_2与实验观察量相联系，人们通常引进费恩曼变量x_F。实验上，生成的轻子对l^+和l^-的各自动量是可观察量，由这六个可观察量可换算出虚光子的质量M和动量以及l^+相对于虚光子动量的衰变角(θ, φ)。在强子-强子质心系中，当质心总能量为$\sqrt{s}$时，湮灭的一对夸克和反夸克的纵向动量分别为$x_1\sqrt{s}/2$和$-x_2\sqrt{s}/2$(注意：这里采用了自然单位制)。在无限大动量坐标系中，略去夸克静止质量与横向动量，则湮没的夸克和反夸克的能量分别为$x_1\sqrt{s}/2$和$x_2\sqrt{s}/2$。考虑到湮灭的夸克-反夸克对的四动量与轻子对四动量相等价，则轻子对的能量可表示为

$$E = (x_1 + x_2)\sqrt{s}/2。 \tag{4.38}$$

这样，轻子对的纵向动量p_L和质量M分别为

$$p_L = (x_1 - x_2)\sqrt{s}/2, \tag{4.39}$$

$$M = \sqrt{E^2 - p_L^2} = \sqrt{sx_1x_2}。 \tag{4.40}$$

令

$$\tau = M^2/s = x_1x_2, \tag{4.41}$$

则在 τ 给定的情况下，p_L 在 $x=1$ 处有最大值，即

$$p_L^{max}=(1-\tau)\sqrt{s}/2。\tag{4.42}$$

定义费恩曼变量 x_F 为轻子对的实际纵向动量与最大纵向动量之比：

$$x_F=(x_1-x_2)/(1-\tau)。\tag{4.43}$$

当 $M^2\ll s$ 时，

$$x_F\approx(x_1-x_2),\tag{4.44}$$

(4.40)、(4.41)和(4.43)式构成了变量(x_1，x_2)与变量(M，x_F)或(τ，x_F)之间的关系。这样，德雷尔-颜反应截面也可用(M，x_F)为变量表示为

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dM^2\,dx_F}\right)_{DY}=\frac{4\pi\alpha^2}{9M^4}\cdot\frac{x_1x_2}{x_1+x_2}\sum_f e_f^2[q_f^1(x_1)\bar{q}_f^T(x_2)+\bar{q}_f^1(x_1)q_f^T(x_2)]。\tag{4.45}$$

通过测量 l^+ 和 l^- 的动量，便可确定(M，x_F，p_X，p_Y，θ，φ)或(x_1，x_2，p_X，p_Y，θ，φ)，其中 p_X 和 p_Y 表示轻子对的横向动量。

2. 德雷尔-颜模型的 QCD 修正

尽管德雷尔-颜模型把夸克反夸克对($q\bar{q}$)的湮没类比作带电轻子对(l^+l^-)的湮没，但实际上两者是有差别的：①带电轻子只参与电磁相互作用，而夸克与反夸克之间既可以有电磁相互作用也可以有强相互作用；②湮没的夸克与反夸克分别禁闭在入射强子和靶强子内，而湮没的带电轻子却是自由的，这使德雷尔-颜模型在解释强子-强子碰撞产生大质量轻子对过程的实验数据时出现了以下两方面的问题：一方面，有人发现实验测得的轻子对生成截面约为德雷尔-颜模型预言值的两倍；另一方面，德雷尔-颜模型没有考虑入射强子或靶强子内部分子间的相互作用，从而无法解释生成轻子对具有大横向动量的实验事实。QCD 是描述强子内部分子间相互作用的基本理论，因此，考虑 QCD 对德雷尔-颜模型的修正是必要的。下面，我们通过 QCD 对德雷尔-颜模型的修正来解决上述两方面的问题。

(1) 反应截面的增大

夸克发射硬(高能)胶子时会获得一个反冲横向动量。根据这一机制，人们在 QCD 理论框架里重新计算了德雷尔-颜反应截面。计算结果表明，考虑 QCD 对德雷尔-颜过程的一级修正后的反应截面 σ 与德雷尔-颜模型给出的反应截面 σ_{DY} 之间存在如下关系[23]：

$$\sigma\approx K\sigma_{DY},\tag{4.46}$$

式中的 K 因子为接近 2 的常数。

另外，深度非弹性散射实验发现，强子内夸克分布函数具有标度破坏性，这种特性在德雷尔-颜反应截面中也应有所体现，即在(4.36)式中的夸克(反夸克)分

布函数也应具有明显的 Q^2 依赖性，因此(3.45)式中的 K 因子对 x 和 Q^2 也应有弱的依赖性：

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x_\mathrm{F}\mathrm{d}M^2}\right)_{\exp} = K(x, Q^2)\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x_\mathrm{F}\mathrm{d}M^2}\right)_{\mathrm{DY}}。\tag{4.47}$$

应当指出：QCD 对德雷尔-颜反应截面的修正，使其值增为原来的 2 倍左右，这是因为，考虑 QCD 修正后，夸克发射或吸收硬胶子使不具有相反颜色的夸克与反夸克发生了湮没。

(2) 横向动量分布

从轻子对的横向动量分布的实验测量结果来看，我们必须考虑入射强子与靶强子内参与湮没的夸克-反夸克对的横向动量，即在 QCD 理论框架中，考虑强子内部分子间的相互作用与部分子的内禀横向动量。考虑上述问题的难点在于，德雷尔-颜过程中存在两个变数，即轻子对横向动量 p_T 与轻子对质量 M。只有当这两个变量均比 QCD 能量标度 Λ 大时，微扰 QCD 才适用。Scott[24] 就 QCD 一级修正讨论了$\langle p_\mathrm{T}^2\rangle$对质心能量平方 s 的线性相关性。他研究后发现，在低 p_T 时，有

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_\mathrm{T}^2} \sim \frac{1}{p_\mathrm{T}^2},\tag{4.48}$$

为了得到$\langle p_\mathrm{T}^2\rangle$，需将反应截面乘以 p_T^2 并对整个位相空间进行积分，当略去 log 项时，有

$$\langle p_\mathrm{T}^2\rangle = \alpha_\mathrm{S} M^2 s f(\tau, \ln M^2),\tag{4.49}$$

其中 α_S 为强相互作用精细结构常数，$f(\tau, \ln M^2)$为依赖于部分子分布的函数。但是，拟合 Corden 等[25]测得的$\langle p_\mathrm{T}^2\rangle$随 s 分布的实验数据后得到

$$\langle p_\mathrm{T}^2\rangle = 0.59 + 0.002\,9\,s。\tag{4.50}$$

这与(4.49)式相差一个常数项。为了得到这个常数项，人们设想被囚禁在强子中参与湮没的夸克和反夸克应具有内禀横向动量 K_T。因此，(4.49)式应为

$$\langle p_\mathrm{T}^2\rangle = \alpha_\mathrm{S} M^2 s f(\tau, \ln M^2) + \langle K_\mathrm{T}\rangle。\tag{4.51}$$

总之，QCD 对德雷尔-颜模型的修正是必要的，QCD 修正过的德雷尔-颜模型才是描述大质量轻子对产生的合理模型。

3. 核德雷尔-颜过程

在图 4-7(a)中，用核靶 A 代替强子靶 T，便得到核德雷尔-颜过程：

$$\mathrm{I} + \mathrm{A} \to \mathrm{l}^+ + \mathrm{l}^- + \mathrm{X}。\tag{4.52}$$

由于核内核子间束缚能与入射强子能量相比可忽略不计，因此入射强子与原子核碰撞可视作入射强子与原子核内所有核子碰撞的非相干叠加。根据上面讨论的德雷尔-颜模

型，入射强子在原子核 A 的每个核子上的平均反应微分截面为

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2} = K(x_F, Q^2)\frac{4\pi\alpha^2}{9sx_1^2x_2^2}H^{lA}(x_1, x_2, Q^2), \tag{4.53}$$

其中

$$H^{lA}(x_1, x_2, Q^2) = \sum_f e_f^2[x_1q_f^l(x_1, Q^2)x_2\bar{q}_f^A(x_2, Q^2) + x_1\bar{q}_f^l(x_1, Q^2)x_2q_f^A(x_2, Q^2)]。 \tag{4.54}$$

在下面的两小节中，我们将分别讨论核德雷尔-颜过程的实验和理论研究。

4.2.2 核德雷尔-颜过程的实验研究

1. 反应截面的 A 相关性

核德雷尔-颜过程的早期实验研究主要集中在探讨核德雷尔-颜反应截面 $\sigma(Z, A)$ 对原子核质量数 A 的相关性上。人们通常引进 A 相关指数 α，并通过下式与实验数据拟合以确定其值。

$$\sigma(Z, A) = A^\alpha\sigma_0。 \tag{4.55}$$

式中 σ_0 为自由核子靶上的德雷尔-颜反应截面。

Branson 等[26]以 π^+ 和质子为入射束流与碳核和锡核碰撞来研究 A 相关指数 α 随生成的 μ 子对质量 M 的变化。他们发现，当轻子对质量从 ρ-ω 质量区增向 J/Ψ 质量区时，α 从 2/3 逐渐增为约 0.9，而且这种行为似乎与入射强子束流种类无关；Anderson 等[27]以 225 GeV 的 $\pi^\pm$，K^+，$P^\pm$ 作为入射束流，研究了 μ 子对质量 $M>4$ GeV 区域内 α 的行为。他们发现，当 $M>4$ GeV 时，α 趋于恒定值：1.124～0.05；Ito 等[28]进一步研究了更大 μ 子对质量区域内 α 的行为，发现 α 值在较大 μ 子对质量区域内似乎又略低于 1。

2. 核子结构函数的核效应

NA10 实验合作组[29]首先对核德雷尔-颜过程中核子结构函数的核效应进行了实验研究。他们利用 140 GeV 和 286 GeV 的 π^- 束流分别入射到氖核和钨核上，观察到与 BCDMS 组[30]在深度非弹性散射实验中测得的基本一致的核子结构函数的核效应。

1990 年，E772 组[31]对核德雷尔-颜过程中核子结构函数的核效应进行了更为精确的测量。他们将 800 GeV 的质子束流入射到一系列原子核上，得到原子核(A)与氖核(D)内平均每核子的德雷尔-颜反应截面比 σ(A)/σ(D)如图 4-9 所示。结果表明，在 $x_2<0.1$ 区域，σ(A)/σ(D)随 x_2 减小而明显压低；在 $0.1<x_2<0.3$ 区域，实验数据误差较大，核效应不明显，这与 NA10 组[29]的结果基本上是一致的。

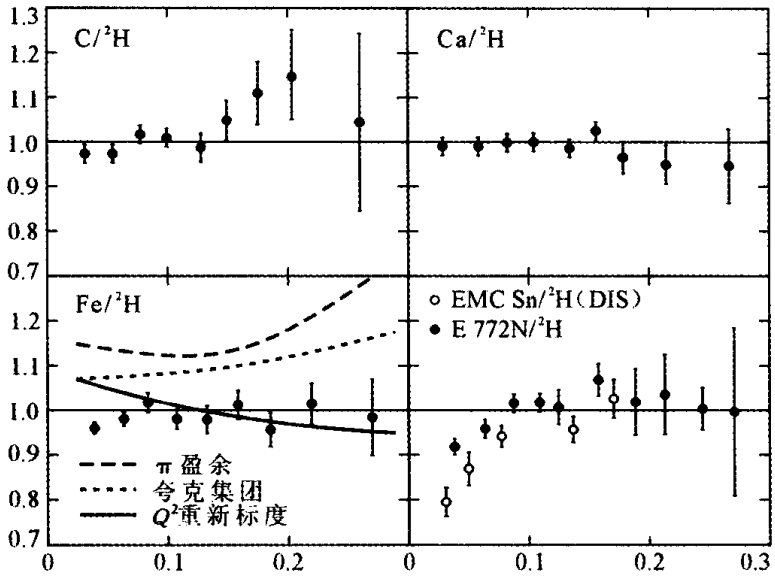


图 4－9　德雷尔-颜反应截面比 $\sigma(A)/\sigma(D)$

3. **横向动量分布的核相关性**

20 世纪 80 年代初，人们就推测，在核德雷尔-颜过程中也存在 P_T 分布的核相关性，但当时实验数据的精度不足以确认这一点。直到 1987 年，NA10 组[29]通过精细测量获得 π^- 束流(140 GeV 和 286 GeV)在钨核和氘核上的德雷尔-颜反应截面比(见图 4－10)，才确认了核德雷尔-颜过程中 P_T 分布的核相关性。后来，E772 组[31]将质子束流入射到铁核上，也观察到类似的结果(见图 4－11)。

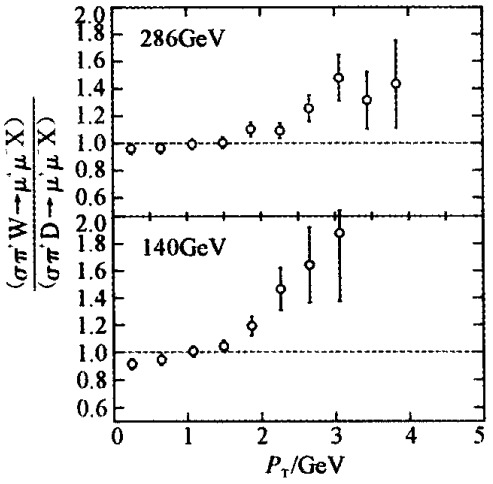


图 4－10　钨核和氘核的德雷尔-颜反应截面比随 p_T 的变化

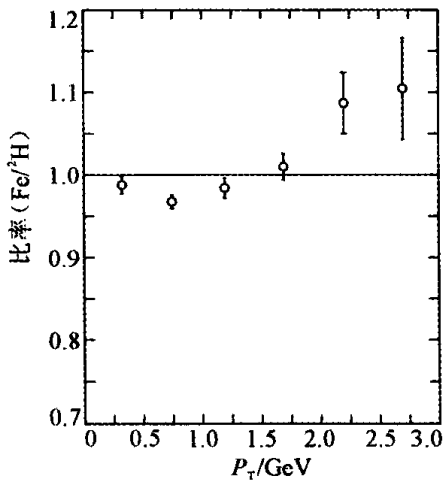


图 4－11　铁核和氘核的德雷尔-颜反应截面比随 p_T 的变化

4.2.3　核德雷尔-颜过程的理论研究

前面谈到，无论是深度非弹性散射还是核德雷尔-颜过程，都已成为人们研究核子结

构函数核效应的重要实验手段。那么，通过这两类实验测得的核子结构函数的核效应是否一致就自然成为人们所关注的问题。若这两种核效应一致，则从理论角度而言能成功解释 EMC 效应的模型应该能成功预言核德雷尔-颜过程。但是，Bickerstaff，Birse 和 Miller 指出[32]不同的 EMC 效应理论模型，例如 π 介子盈余模型、夸克集团模型和 Q^2 重新标度模型，对核德雷尔-颜过程的预言完全不同。下面，我们简单介绍各种 EMC 效应理论模型对核德雷尔-颜过程的预言与 E772 组实验数据[31]的比较，以揭示核子结构函数核效应的物理本质。

从图 4－9 可以看到，早期的 EMC 效应理论模型，除了 Q^2 重新标度模型可以定性解释 E772 组的实验数据外，π 介子盈余模型和夸克集团模型给出的核德雷尔-颜反应截面比完全偏离上述实验数据。这是因为，目前有关核德雷尔-颜过程的实验数据主要集中在 x_2 的低端（$x_2<0.3$），即取决于海夸克分布，而 π 介子和夸克集团的加入正是在核子结构函数内增加低动量的夸克成分。因此，这两个模型的理论预言偏离核德雷尔-颜过程的实验数据可能表明核子结构函数的核效应不是核内存在 π 介子和夸克集团所引起的。在上一章里，我们曾经谈到，Q^2 重新标度模型、组分夸克模型和双重 x 重新标度模型不仅能解释 EMC 效应，而且可以解释核阴影与反阴影效应，即可拟合整个 x 区域的深度非弹性散射实验数据，而部分子演化模型则在一定近似下既可导出 Q^2 重新标度模型又可导出双重 x 重新标度模型。那么，组分夸克模型、双重 x 重新标度模型和部分子演化模型是否也可解释核德雷尔-颜过程的实验数据呢？图 4－12 至图 4－14 分别给出了组分夸克模型[33]、双重 x 重新标度模型[34]和部分子演化模型[35]的理论预言与 E772 组实验数据的比较。显见，部分子演化模型给出的核德雷尔-颜反应截面比的理论值能更好地拟合 E772 组的实验数据，这表明它有可能揭示核子结构函数核效应的物理本质。

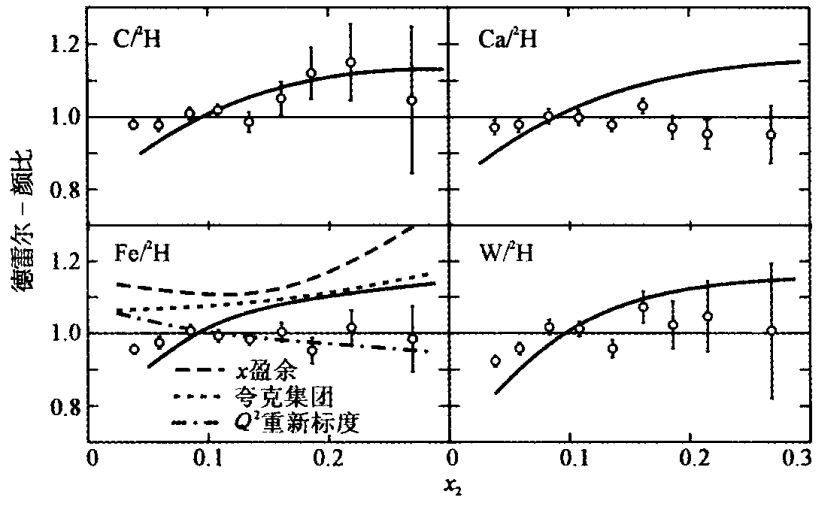


图 4－12　双重 x 重新标度模型对核德雷尔-颜反应截面比的预言

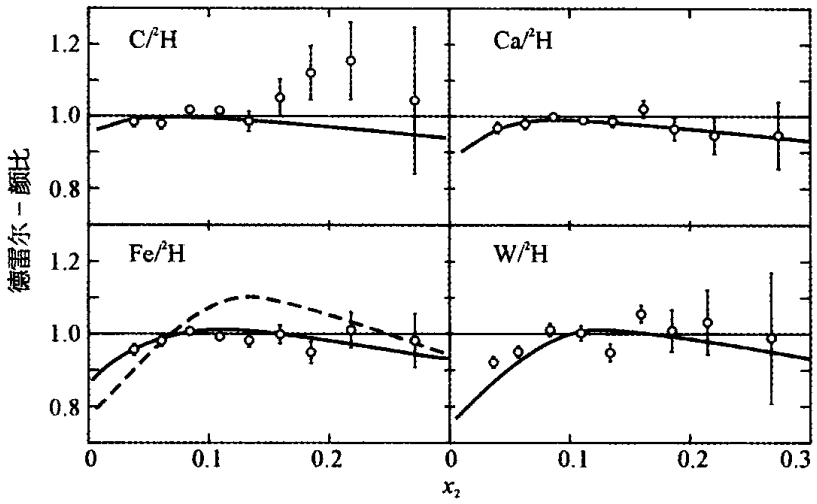


图 4－13　组分夸克模型对核德雷尔-颜反应截面比的预言

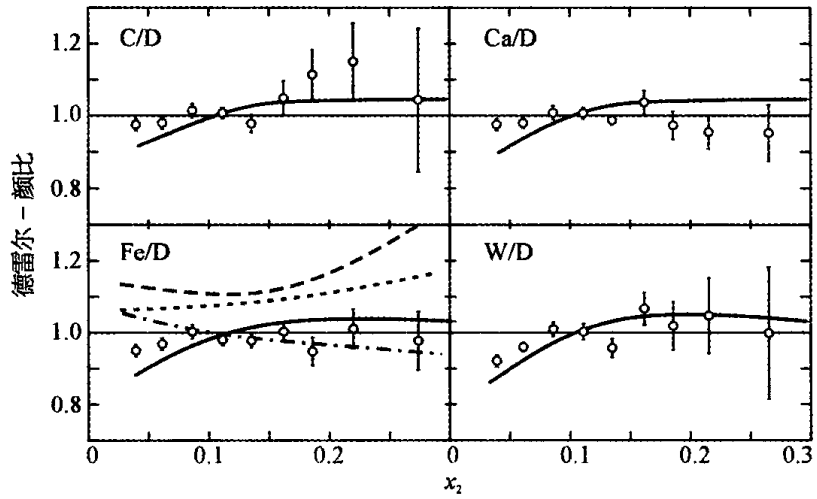


图 4－14　部分子演化模型对核德雷尔-颜反应截面比的预言

另外，Godbole 和 Sarma[36] 考虑到靶核内核子间的相互作用可能导致核内存在不属于核子内禀夸克-反夸克对海的附加夸克海，并用其解释了核德雷尔-颜反应截面的 A 相关性，限于篇幅，就不赘述。应当指出，由于在(4.54)式中既包含夸克分布又包含反夸克分布，因此将核德雷尔-颜过程与 EMC 效应和核阴影效应结合起来进行实验和理论研究，有可能分开来讨论核环境对核子内价夸克和海夸克分布的影响。但是，要进一步讨论核环境对核子内胶子分布的影响，就要研究 J/Ψ 光生反应。

§4.3　J/Ψ 光生反应

4.3.1　J/Ψ 光生反应的实验现象

前面介绍的都是核子结构函数的核效应，即核环境对核子内夸克分布的影响。那

么，核环境对核子内胶子分布是否也有影响呢？1982 年，EMC 组对此进行了实验研究[37]，结果表明，在出射的 J/Ψ 粒子实验室系能量与虚光子能量之比 $Z>0.95$，J/Ψ 粒子相对于虚光子方向的横动量 $P_T^2<0.18\ \mathrm{GeV}^2$，以及在 $0.026<x<0.085$ 的运动学区域内，铁核每核子 J/Ψ 光生截面比自由核子的大，即 $\sigma(\mathrm{Fe})/\sigma(\mathrm{H},\ \mathrm{D}) = 1.45\pm0.12(\mathrm{stat.})\pm0.22(\mathrm{syst.})$。

当时，将这一现象解释为铁核中束缚核子的胶子分布相对于自由核子有所增加。然而一年后，E691 组[38]在费米国家实验室用实光子束（$E_\gamma=80\sim190$ GeV）轰击铁和铍核的实验给出，铁和铍核每核子的 J/Ψ 光生截面之比：$\sigma(\mathrm{Fe})/\sigma(\mathrm{Be})=0.79\pm0.08$，实验要求 $P_T^2>0.15\ \mathrm{GeV}^2$，以排除相干事例。显然，这两个实验组所得的结果是相互矛盾的。1992 年，NMC 组[39]在高能 μ 子打击锡和碳核产生 J/Ψ 粒子的实验中测量了锡和碳核每核子的 J/Ψ 光生截面之比：$R_{J/\Psi}^{Sn/C}=\sigma(\mathrm{Sn})/\sigma(\mathrm{C})$，并对其进行了分析。他们认为，高能 μ 子在原子核上的 J/Ψ 光生截面是相干产生（coherent production）、准弹性散射和非弹性散射等 3 种截面的总和。在 J/Ψ 相干产生反应中，小部分虚光子能量被没有打碎的反冲核携带，而其大部分能量则传递给了 J/Ψ 粒子，所以 Z 值接近于 1。在实验中，要求 $Z>0.9$ 和 $P_T^2<0.3\ \mathrm{GeV}^2$，以保证反应为相干过程，这样测得 $R_{J/\Psi}^{Sn/C}(\mathrm{coh})=1.54\pm0.07$。另外，在准弹性散射过程中，要求 $Z>0.9$ 和 $P_T^2>0.4\ \mathrm{GeV}^2$，实验给出 $R_{J/\Psi}^{Sn/C}(\mathrm{eq})=0.79\pm0.06$。由于相互作用机制不同，相应的 J/Ψ 光生截面也不同。NMC 组在考察了 EMC 和 E691 两组实验的运动学区域后，发现 EMC 组测得的是相干产生和非弹性散射的 J/Ψ 光生截面之和，而 E691 组测得的则是准弹性散射和非弹性散射的 J/Ψ 光生截面之和，于是两组实验结果的矛盾便得以解决。在 μ 子与锡和碳核非弹性散射的 J/Ψ 光生反应（$Z\leqslant0.85$，$P_T^2<0.4\ \mathrm{GeV}^2$，和 $0.02<x<0.2$）中，NMC 组测得 $R_{J/\Psi}^{Sn/C}(\mathrm{in})=1.13\pm0.08$。此结果可以用色单态模型（single-color state model）（见图 4－15）解释为锡核每核子的胶子分布相对于碳核有所增加。

同时，NMC 组还给出了锡和碳核中束缚核子的胶子分布函数之比：$R_{J/\Psi}^{Sn/C}(x)=G_{Sn}(x)/G_C(x)$ 随 x 的变化（见图 4－16），为理论上研究核内核子的胶子分布提供了实验依据。

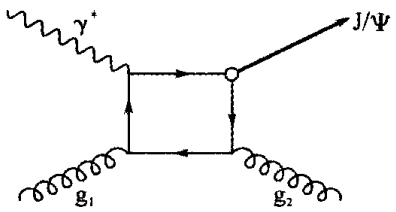


图 4－15　J/Ψ 光生反应的色单态模型

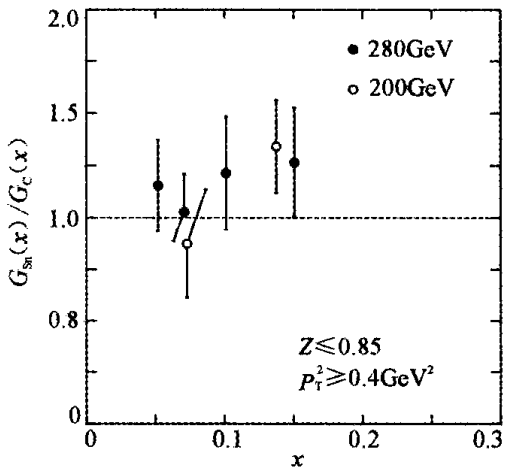


图 4－16　NMC 组给出的 $G_{Sn}(x)/G_C(x)$ 随 x 的变化

4.3.2　J/Ψ 光生反应的理论解释

1997 年，段春贵等利用双重 x 重新标度模型计算了 $R_{J/\Psi}^{Sn/C}(x)$，并将其与上述实验数据进行了比较(见图 4－17)，从图中可以看到，双重 x 重新标度模型可以相当好地描述核内核子的胶子分布。

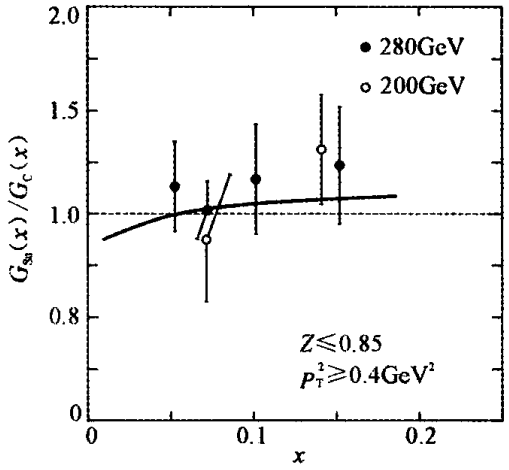


图 4－17　双重 x 重新标度模型对 $R_{J/\Psi}^{Sn/C}(x)$ 的预言

综上所述，通过高能轻子在原子核上的深度非弹性散射，高能强子在原子核上的大质量轻子对产生(核德雷尔-颜过程)和 J/Ψ 光生反应等实验现象，有可能弄清核内夸克-胶子分布，为开展相关的理论研究，特别是探讨 QCD 的非微扰效应，研究核物质内夸克解囚禁的可能性，创造了条件。

参考文献

[1] Stodolsky L. Phys Rev Lett, 1967,18:135.
[2] Caldwell D O, et al. Phys Rev Lett, 1969,23:1256.
[3] Goodman M S, et al. Phys Rev Lett, 1981,47:293.
[4] Ashman J, et al. Phys Lett B, 1988,202:603.
[5] Stodolsky L. Weak and Electromagnetic Interactions. New York, 1970,371.
[6] Grammer G, Sullivan J D. Electromagnetic Interaction of Hadrons. Plenum, New York, 1978, Vol Ⅱ.
[7] Arneodo M, et al. Phys Lett B, 1988,211:493.
[8] Alonso J A, et al. Phys Lett B, 1983,129:121.
[9] Nikolaev N N, Zakhorov V I. Phys Lett B, 1975,55:397.
[10] Qiu J. Nucl Phys B, 1987,291:746.
[11] Mueller A H, Qiu J. Nucl Phys B, 1986,268:427.
[12] Berger E L, Qiu J. Phys Lett B, 1988,206:141.
[13] Close F E, Roberts R G. Phys Lett B, 1988,218:91.

[14] Kwieclnski J, et al. Phys Lett B, 1988,208:508.
[15] Li G L, Cao Z J, Zhong C S. Nucl Phys A, 1990,509:757.
历光烈,杨建军,沈洪清.物理学进展,1995, 15:201.
[16] Hendry A W, et al. Nuovo Cimento A, 1986,92:427.
[17] Brown G E, Rho M. Phys Lett B, 1990,237:3.
[18] Brown G E, et al. Phys Rev Lett, 1988, 60:2723.
[19] Christenson J H, et al. Phys Rev Lett, 1970,25:1523.
[20] Albajar C, et al. Phys Lett B, 1987,186:237.
[21] Drell S, Yan T M. Phys Rev Lett, 1970,25:316.
[22] Kenyon I R. Rept Prog Phys, 1982,45:1261.
[23] Altarelli G, Ellis R K, Martinelli G. Nucl Phys B, 1979,157:461.
[24] Scott D M. Proc Moriond Workshop on Lepton Pair Production, 1981,2:148.
[25] Corden M J, et al. Proc. EPS Int Conf on High-Energy Physics, 1981,509.
[26] Branson J G, et al. Phys Rev Lett, 1977,38:457.
[27] Anderson K J, et al. Phys Rev Lett, 1979,42: 944.
[28] Ito A S, et al. Phys Rev D, 1981,23:604.
[29] Bordalo P, et al. Phys Lett B, 1987,193:368.
[30] Benvenuti A C, et al. Phys Lett B, 1987,189:483.
[31] Alde D M, et al. Phys Rev Lett, 1990,64:2479.
[32] Bickerstaff R P, Birse M C, Miller G A. Phys Rev Lett, 1984,31:2532;Phys Rev D, 1986, 33:3228.
[33] Zhu W, Shen J G. Phys Rev C, 1991,43:1996.
[34] Shen H Q, Zhu Y B, Yang J J, et al. Journal of Nanjing Normal University, 1991,14:41.
[35] Yang J J, Zhu Y B, Shen H Q, et al. High Energy Physics and Nuclear Physics, 1991,15:197.
[36] Godbole R M, Sarma K V L. Phys Rev D, 1981,25:120.
[37] Berger E L. Jones D. Phys Rev D, 1981,23:1521.
[38] Sokoloff M D, et al. Phys Rev Lett, 1986,57: 3003.
[39] Amaudruz P A, et al. Nucl Phys B, 1992,371:553.
[40] 段春贵，何祯民，林仲金,历光烈.高能物理与核物理,1997,21:433.

第5章
核子探针与核力

§5.1 核力理论研究简史

5.1.1 关于介子交换模型

原子核物理的诞生可追溯到1932年查德威克(J. Chadwick)发现中子。自此人们一直关注的核物理基本问题是:把核子紧紧束缚在原子核内的强大的力是什么?企图回答核力(nuclear force)本质问题的第一个尝试是1935年汤川秀树(H. Yukawa)提出的介子理论(meson theory)[1],两年后以量子场论形式发表。在随后的年代,除了汤川秀树提出的标量介子场外还有人提出可以有其他介子场,称为混合介子理论(mixing meson theory),其中包含复杂的算符结构而未受重视。实际上,那时大多数物理学家相信,核力的本质最终将会由某种简单的定律表示出来,就如库仑力和引力那样。然而实验证明这样的想法是不正确的。后来人们越来越清楚地认识到,找不到一个简单的核力模型能够说明核子-核子(NN)相互作用的实验规律。

汤川秀树提出的π介子交换理论当时并不成功,究其原因有二:第一,核力的短程行为要求交换比π介子更重的介子;第二,忽视了由手征对称性(chiral symmetry)决定的π介子本身的动力学性质。第一个原因在1950年代和1960年代就认识到了,并使介子交换理论(theory of meson exchange)作为当时核力的基本理论得到发展。第二个原因在那时并未认识到,直到今天才比较清楚。由于汤川理论遇到的困难,在1950至1960年代出现了另外一条研究线索,就是基于NN实验数据唯象地建立NN相互作用势,并用来作为核结构计算的输入量和作为与核力基本理论模型比较的参考。这些唯象势的一般形式可由不变性(如伽利略不变性等)分析得到。到1970年代得到广泛应用的唯象NN势如哈马达-约翰斯顿势(Hamada - Johnston potential)[2],Reid势[3](其特点是每个分波构造一个势函数,分为硬芯势和软芯势),以及Paris势[4](其特点是,对NN反对称态:总自旋$S=0$的pp, nn, pn相互作用仅有中心势;对NN对称态:$S=1$的pn相互作用含中心项、张量项、自旋-轨道耦合项等4项)。这些唯象NN势在当时的水平上可以满意地符合实验数据,但包含过多

的唯象可调参数，在物理意义上也是不够明确和基本的。

当 1947 年在宇宙射线实验中发现 π 介子以后，1949 年汤川秀树获得诺贝尔奖。此后，作为传递强相互作用的更重的介子相继被发现，这些事实激起人们进一步发展介子交换理论的热情，出现了单玻色子交换模型(one-boson exchange, OBE)。实际上，核力除了单 π 介子交换(one-pion exchange, OPE)作用外，本应还有 2π 介子交换、3π 介子交换等多个 π 介子交换的作用。然而，理论上要导出多 π 介子交换势函数非常困难，甚至是不可能的。但是实验表明，多个 π 介子往往有很强的关联，能形成亚稳态(metastable state)，故可以等效为短寿命的玻色子。于是，可以用这种玻色子的单玻色子交换势代替多个 π 介子交换势。由交换质量较大的玻色子(400～700 MeV)可以导出表示 NN 势的中程(1～3 fm)作用的吸引力，如一般中心力和自旋-轨道耦合力。

通过交换更大质量(770～1 000 MeV)的矢量介子，还可以得到核芯附近($r<1$ fm)核子势的性质。结果是，在核芯附近可能产生很强的排斥作用，即 NN 势函数可能存在排斥芯。单玻色子交换势函数中的耦合常数 g 要由 NN 散射实验来确定，因此介子场论仍是半唯象的。现在，对于表示 NN 势长程部分的 V_{OPEP} 已经比较肯定，由 V_{OPEP} 得到的结论能和大量的实验结果相符。目前应用的唯象 NN 势函数的尾部(长程部分)均具有 V_{OPEP} 的形式。

在以上认识的基础上，NN 相互作用的介子交换理论在 1980 年代达到较成熟阶段，与 NN 实验数据符合程度明显提高。具有代表性的是德国 Julich 组的 SU(6)介子交换理论[5,6]和荷兰 Nijmegen 组的 SU(3)介子交换理论[7—10]。

5.1.2 关于夸克模型

自 1970 年代起，量子色动力学(QCD)被广泛接受为强相互作用的基本理论，用来描述由胶子交换决定的夸克间的相互作用。QCD 最重要的特点是：在约为 10^{-14} cm 的尺度下，夸克和胶子的相互作用极弱，这种“渐近自由”(asymptotic freedom)性质使得在高能物理中 QCD 可按微扰论处理。然而，在约 10^{-13} cm 的尺度下，夸克和胶子的相互作用极强，QCD 理论成为非微扰的，并表现出强子自由度：带色的夸克和胶子被禁闭在强子内部。人们还认识到，NN 相互作用不过是夸克间相互作用的剩余相互作用，这种剩余相互作用不能当作微扰处理。如前所述，这是由 QCD 本身的性质(夸克禁闭和渐近自由)决定的。这也就决定了在核物理范畴内(低能)不能由微扰 QCD 理论直接推导 NN 相互作用，更不能由 QCD 直接对低能 NN 相互作用作严格的定量研究。可能做的只是：(1)在计算机上近似地做 QCD 格点计算(进展缓慢，迄今达 32^4[约$(4.4\ \mathrm{fm})^4$]格点和中长程吸引短程排斥的定性结果[11])，(2)利用能反映 QCD 基本要求(如手征对称性)的模型理论，(3)发展 QCD 的低能有效理论。

到 1980 年代，符合 QCD 基本要求的夸克模型流行起来[12—17]，这些模型把强子视为

禁闭的非相对论组分夸克集团(constituent quark cluster),夸克间的相互作用与 QCD 密切相关。Oka 和 Faessler 等人[12—14]指出,色磁力(color magnetic force)加上 NN 系统波函数的全反对称化就可以给出 NN 相互作用的短程特性,有效的单胶子交换(one-gluon exchange, OGE)首次给出 NN 相互作用短程排斥芯的解释。这些早期夸克模型虽然在解释核力的短程性质方面都相当成功,但普遍遇到的问题是:它们难于在夸克层次解释核力的中长程吸引的实验事实。为此许多组分夸克模型不得不再借助(π, σ)介子交换的概念,实际上成为夸克-介子混合模型。

经过近年的各种改进,到目前较成功的夸克模型有:西班牙 Salamanca 组的耦合道手征夸克模型(chiral quark model)(交换戈德斯通玻色子)[18, 19],德国 Tubingen 组的组分夸克模型(中短程交换 π, σ 介子)[20, 21],中国张宗烨组的手征夸克模型(引入夸克与标量介子九重态和赝标介子九重态的耦合描述中长程相互作用,单胶子交换描述短程相互作用,SU(3))[22],中国王凡组的夸克脱定域色屏蔽模型(quark delocalization, color screening model , QDCSM)扩展模型空间计及核子内部激发与相互扭曲,并假定夸克相互作用与夸克态有关,交换戈德斯通玻色子)[23],日本 Fujiwara 组的夸克模型(唯象夸克禁闭势,单胶子交换 Fermi-Breit 相互作用,夸克直接与标量和赝标介子九重态耦合,SU(6))[24]。

1990 年代后期,Glozman 和 Riska 认为[25, 26],低能 QCD 的有效自由度应是组分夸克和戈德斯通玻色子,组分夸克质量(constituent quark mass)是手征对称性自发破缺的信号,并提出交换戈德斯通玻色子的夸克模型。进一步的发展出现上述 Salamanca 模型等。这些在夸克层次附加上戈德斯通玻色子交换的手征组分夸克模型极适于研究重子共振对 NN 势的影响,因为核子和重子共振是在同一水平上处理的,计算中包含的参数是由丰富的 NN 数据确定的。特别是 Salamanca 模型可计算 π 介子产生阈能以上的 NN 散射相移和非弹性度,并与实验数据相当符合[18]。

5.1.3　关于介子交换模型的新发展

致力于发展介子交换模型的学派认为,各种夸克模型只不过是另一类模型,它们并不能作为核力的基本理论。既然不得不诉诸模型,那么就可以继续发展和使用介子交换模型,其明显的优点是建立理论框架相对容易,理论预言很定量,并且物理图像很直接。例如,核子间交换介子的质量越大,所产生核力的力程越短等等。近年新改进和发展的介子交换模型主要有改进的新 Nijmegen 模型[27]和改进的新 Julich 模型[28],前者的最新版本为 ESC04 (extended-soft-core baryon-baryon model)。

5.1.4　关于高精度现实 NN 势模型

在过去十几年探索核力基础理论的同时,一些所谓高精度现实 NN 势模型发展起来。因为研究 NN 相互作用势的一个重要目的是为核多体计算提供正确的输入量,若要

求核多体计算结果能够尽量正确地给出核结构的理论预言，必然对 NN 势的精度提出越来越高的要求。

到 1990 年代后期，提出了多种高精度 NN 势[29—32]。这些“高精度 NN 势”可分为两类：一类是基于简单的不变性考虑建立起来的非相对论唯象势，如类 Read 势（Read-93）[33]，Argonne v18 势（Av18）[30]，后者包含许多由核子的自旋、同位旋和角动量算符构成的非相对论算符（共 18 项），这样构成的势在坐标空间中较容易计算。另一类则是基于单玻色子交换模型，如 Nijm 势[29]和 CD-Bonn 势[32]。这两类“高精度 NN 势”符合 NN 散射实验数据和氘核性质可以达到非常高的精度。例如，CD-Bonn 势拟合 2000 年全部 350 MeV 以下的 2 932 个 pp 散射数据的精度达到 χ^2/datum＝1.01（最佳值为 1）；拟合相应的 3 058 个 np 散射数据的精度达到 χ^2/datum＝1.02。这样的精度超过以前任何 NN 势和任何分波分析（partial-wave analysis）。然而，达到满意描述 NN 数据所付出的代价是，所有这些高精度模型都具有 30～50 个自由参数。不过，这些高精度 NN 势确实已为核结构微观多体计算提供了优良的输入量。例如，从这些“高精度 NN 势”出发用格林函数、蒙特卡罗法（Monte Carlo method）可以计算的核少体系统已达 A＝12。一般而言，NN 力中的排斥芯和张量力（tensor force）不允许直接使用自由 NN 力作为多体计算的输入量。由于核多体系统中存在核子关联效应（correlation effect），需要对自由 NN 力进行某些处理，例如么正关联算符方法[34, 35]和低动量 NN 势[36]等有效二体势方法等。

上述高精度 NN 势成功、广泛的应用并未使人们感到满足，因为它们全都是唯象的。我们需要的 NN 势应是有适当理论基础并能给出定量结果。多年来人们一直在考虑，既然不能由强相互作用基本理论 QCD 直接导出核力，能否找到一个低能 QCD 的有效理论框架来研究核力。近十余年来，人们以相当大的努力在有效场论的框架下建立核物理与 QCD 的联系。沿此方向的工作近年来取得骄人成果：可以由手征微扰论（chiral perturbation theory）推导出满意的 NN 势[37—47]。

§5.2 核子探针与 NN 散射实验

核物理基本上是一门实验科学，核力理论模型的正确性需要实验的检验。利用核子探针进行 NN 散射实验是最重要的检验手段。NN 散射实验通常提供的是微分截面和总截面（参见图 5－1，图 5－2 和图 5－3）。

人们期望由截面等观测量的实验数据提取 NN 相互作用信息。问题在于，从全部实验数据是否能够提取正确的 NN 相互作用信息，如何提取？如何定量地表述 NN 相互作用？

实验数据的分波分析一直是由实验数据研究 NN 相互作用的主要工具。例如，由某种理论导出 NN 势（可包含若干参数），计算出散射相移和截面，进而与实验值比较。实

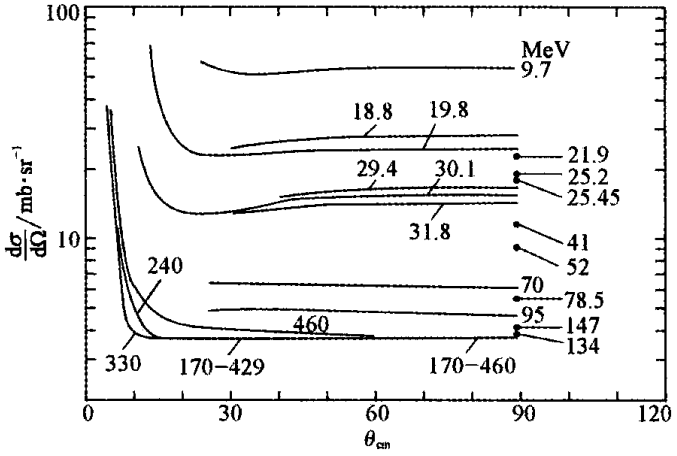


图 5－1　不同能量 pp 散射实验微分截面[48]

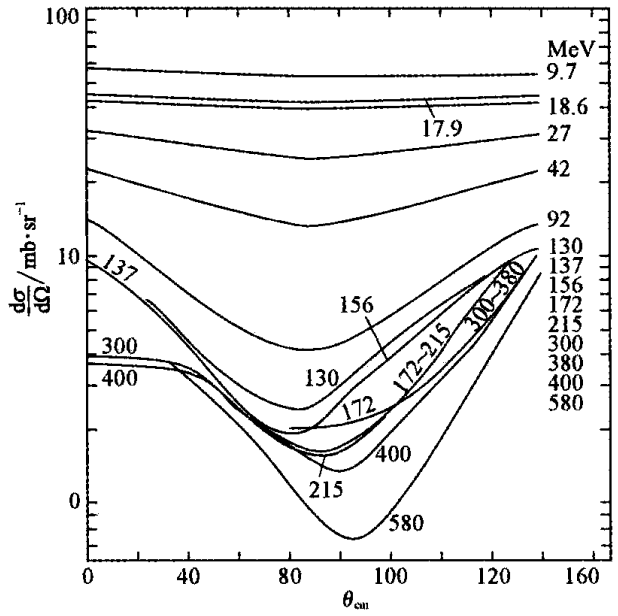


图 5－2　不同能量 np 散射实验微分截面[48]

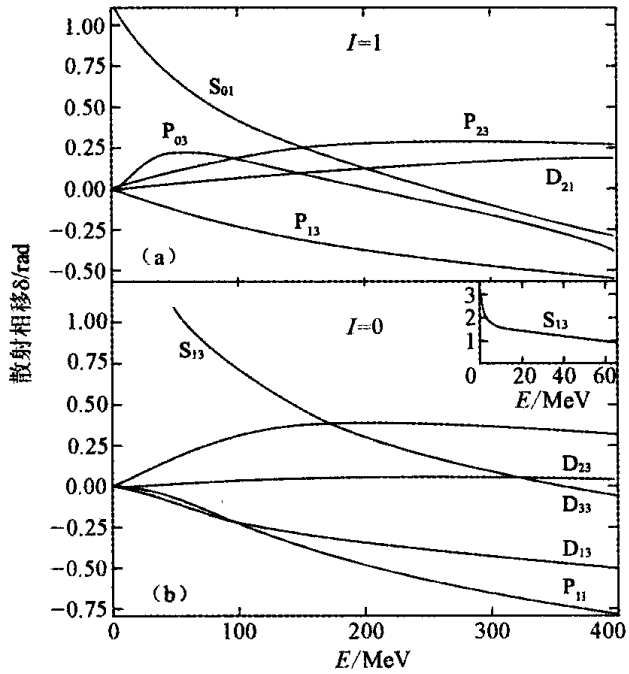


图 5－3　由低能核子探针实验得到的 NN 散射相移曲线

(a) 自旋单态，$I=1$；(b) 自旋三重态，$I=0$。

验数据包括不同散射角下测量的一组微分截面值，不同入射能量下测量的一组总截面值，不同角度下的极化测量值等等。常常采用最小二乘法来进行这种分析（χ^2分析），调节理论 NN 势中的参数并与实验数据比较，使χ^2值最小，即可认为这些参数合理地反映了 NN 相互作用的信息。

人们通常利用分波分析尝试由散射实验数据（数值加偏差）以尽量与模型无关的方式提取尽可能多的 NN 相互作用信息，并把这些信息表示为相移（数值加偏差）以及其他有关的量，如耦合常数等。作为例子，图 5－3 给出由 400 MeV 以下的低能核子探针实验得到的 NN 散射相移数据曲线。其中对应两种同位旋态，图(a)为自旋单态（$I=1$）；图(b)为自旋三重态（$I=0$）。现在关注 S 波相移与核力性质的关系。在图(a)中$^1S_0$波相移曲线约在 $E=250$ MeV 处改变符号，由正变负，即核力由吸引变排斥；还可看到，$^3S_1$波相移约在 $E=360$ MeV 处变号，也是相移由正变负，核力由吸引变排斥。还可以看出，$^3S_1$势比$^1S_0$势排斥性小，吸引性大。这是可以理解的，因为$^3S_1$态可有 NN 束缚态，$^1S_0$态没有 NN 束缚态。相移曲线还有不少特征，此处从略。

从根本上说，相移曲线的所有特征是由核力的特性决定的，包括自旋相关性的影响，自旋-轨道耦合力的影响，还有核力张量部分引起的不同分波间的耦合。由 400 MeV 以下的低能核子探针进行 NN 散射实验提取出的 NN 散射相移数据为检验经典 NN 势和现代 NN 势提供了重要依据。

实际上有各种不同的分波分析方法[49, 50, 51]。在 Nijmegen 组的能量相关分波分析中，利用边界条件方法，对 $r>b$ 的每一分波求解相对论薛定谔方程，用“已知的”长程和中程相互作用（强相互作用和电磁相互作用），引入能量相关边界条件来唯象地表示“未知的”短程物理的参数化。

1993 年 Nijmegen 组按上述方法建立了一个 $T_{Lab}=350$ MeV 以下的所有 pp 散射和 np 散射实验数据的能量相关分波分析（PWA93）[49]，得到国际广泛引用。2003 年又完成了一个新的区别于 PWA93 的分波分析[52]，其能区扩展到 $T_{Lab}=500$ MeV。值得注意的新特点是：第一，分波分析的能量范围由 350 MeV 扩展到 500 MeV 意味着，已经达到介子产生阈能以上，非弹性过程开始变得重要。相应地，可以对选择的分波在 $r=b$ 处利用复数的能量相关边界条件反映其影响。第二，扩大了 NN 数据库。不仅用 350 至 500 MeV 数据，也还用到许多 350 MeV 以下的新数据。共使用约 5 000 个 pp 散射数据和 5 000 个 np 散射数据。这样的数据量允许进行较好的分波分析。第三，在 PWA93，作为长程相互作用使用 Nijmegen－78 势的修正版本，在新的分波分析中被代之以单 π 交换势和手征双 π 交换势。这个新的长程相互作用是系统地进行手征展开的结果，原则上它是模型无关和可再改进的（考虑高阶项）。利用这种长程 NN 相互作用可以得到对数据的更佳拟合，并提取出手征耦合常数（chiral coupling constant）。

由实验数据获取 NN 相互作用信息应包括两方面：一方面来自 NN 束缚态（氘核），数据较少但精确，主要方面来自 NN 散射态，其中大多是 pp 散射。采用质子探针进行

NN 散射实验，是研究 NN 相互作用最重要的观测手段。质子探针按入射能量分为低能区、中能区和高能区。不同能区核子探针“粗细”不同，即德布罗意波长不同，可探测对象的尺度也不同。在低能区（零能量直到 π 介子阈能）实验数据最丰富，已建立起严格的 pp 散射微分截面（differential cross section）和极化观测量的数据库[49—56]。这些数据库多由能量相关的 NN 散射相移（phase shift）表示。半个多世纪以来，已有的 NN 相互作用实验数据涵盖足够的能量范围和角度范围以及不同的观测量等等，参见“NN 在线”[53]。

由于核力短程排斥芯（约 0.8 fm 以内）的存在（图 5－4），需要更细的核子探针或更高的入射能量才能探测到这样短的力程。实际上，采用 GeV 能量的核子探针通过 pp 弹性散射就应适合研究 NN 力的短程部分。例如动能为2.5 GeV的核子探针，四动量转移可达 2.3 GeV，对应的空间分辨能力小于 0.15 fm。这样细的核子探针极适合研究短程区 ω 介子和其他重介子交换对 NN 势的贡献。

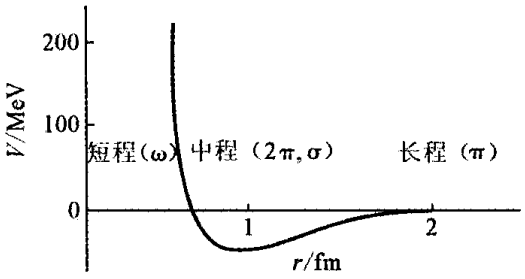


图 5－4　NN 势随相对距离的变化反映短程排斥和中长程吸引特征　括号内注明相应的交换介子，短程区行为需要更细的核子探针。

§5.3　由核子探针检验核力的介子交换模型

5.3.1　CD-Bonn 势简介

如 5.1.1 所述，历史上先后出现的介子交换模型有许多版本，这里首先将介绍的 Bonn 介子交换势是德国 Bonn 组继续发展单玻色子交换模型（OBEP）的产物[57—59]。他们在原来的 OBEP（微扰论）理论框架中纳入各种可能的因素，使模型日趋完善。起初，为了避免原始 OBEP 中需要“虚构的”σ 介子，引入了 Δ(1232) 介子。但是详尽的计算结果表明，在定量方面存在问题，即 Δ(1232) 中间态对 NN 势的贡献只是交换 σ 介子贡献的 1/3。后来 Bonn 组继续在以下三个方面做了许多改进工作：(1) 在原来交换四种介子的基础上，再增加两种非奇异介子，即赝标介子 η 和标量介子 δ。它们的质量都小于核子质量，且与核子耦合较弱。(2) 考虑核子内部结构的影响，将 πNN 顶角函数乘以形状因子。这样修正后的顶角函数可视为复杂的夸克-胶子过程的等效描述。(3) 把一切可能的 2π 交换过程都包括进来，这是 Bonn 势最重要的特点。根据文献[57－59]，在 Bonn 介子交换模型中，NN 相互作用拉格朗日密度 L_{NN} 包括与赝标介子（ps），标量介子（s）和矢量介子（υ）的耦合，分别为

$$L_{NNps} = g_{ps}\bar{\psi}i\gamma^5\psi\varphi_{(ps)}, \tag{5.1}$$

$$L_{NNs} = g_s\bar{\psi}\psi\varphi_s, \tag{5.2}$$

$$L_{\mathrm{NN}v}=g_v\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\varphi_v^\mu+\frac{f_v}{4m_v}\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi(\partial^\mu\varphi_v^\nu-\partial^\nu\varphi_v^\mu)。\tag{5.3}$$

在以上各式中，对于同位旋矢量介子(π，ρ，δ)应作代换：$\varphi_\alpha\to\tau\cdot\varphi_\alpha$。对于赝标介子(π，η)需使用下面的赝矢耦合的拉格朗日密度，

$$L_{\mathrm{NNps}}=\frac{f_{\mathrm{ps}}}{m_{\mathrm{ps}}}\bar{\psi}\gamma^5\gamma^\mu\psi\partial_\mu\varphi_{\mathrm{ps}}。\tag{5.4}$$

在 Bonn 模型中，顶角形状因子参数化的结果为

$$F_\alpha(q^2)=\left(\frac{\Lambda_\alpha^2-m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2+q^2}\right)^{n_\alpha},\tag{5.5}$$

其中下标 α 表示交换介子的种类，截断质量参数 Λ_α 的作用是压低大动量转移(短程)的贡献。对 ρ，ω 介子，$n_\alpha=2$；对其他介子，$n_\alpha=1$。按照费恩曼图规则，NN 相互作用的费恩曼振幅可表示为

$$-\mathrm{i}\bar{v}_\alpha(k',k)=\bar{\mu}_1(k')\Gamma_1^{(\alpha)}\mu_1(k)P_\alpha(k',k)\bar{\mu}_2(-k')\Gamma_2^{(\alpha)}\mu_2(-k)。\tag{5.6}$$

其中 P_α 和 $\Gamma^{(\alpha)}$ 分别是相应的介子传播子和顶点矩阵。k 和 k' 表示初末态相对动量。由定义可得介子交换势的相对论形式，即

$$v(k',k)=\sqrt{\frac{m_{\mathrm{N}}}{E}}\sqrt{\frac{m_{\mathrm{N}}}{E'}}\sum_\alpha\bar{v}_\alpha(k',k)F_\alpha^2(k'-k;\Lambda_\alpha)。\tag{5.7}$$

其中求和是对交换的所有介子。E 和 E' 是初末态核子能量，m_{N} 表示核子质量。为了核多体计算的需要，需由相对论形式转换成非相对论形式，将相应的贝特-萨尔皮特方程(Bether-Salpeter equation)转换成李普曼-施温格尔方程(Lippmann-Schwinger equation)的形式，进而导出动量空间的费恩曼振幅或组态空间的费恩曼振幅。例如组态空间单 π 换振幅具有以下非定域形式：

$$\bar{v}_\pi(k',k)=-\frac{g_\pi^2}{4m_{\mathrm{N}}^2}\frac{(E'+m_{\mathrm{N}})(E+m_{\mathrm{N}})}{(k'-k)^2+m_\pi^2}\left(\frac{\sigma_1\cdot k'}{E'+m_{\mathrm{N}}}-\frac{\sigma_1\cdot k}{E+m_{\mathrm{N}}}\right)\times\left(\frac{\sigma_2\cdot k'}{E'+m_{\mathrm{N}}}-\frac{\sigma_2\cdot k}{E+m_{\mathrm{N}}}\right)。\tag{5.8}$$

为了转换为定域形式，利用“在能壳近似”，即在相关因子中取 $E=E'$，并按 $q=k'-k$ 和 $p=\frac{1}{2}(k'+k)$ 进行动量展开，取低阶项，可得定域形式的单 π 交换振幅

$$v_\pi(q)=-\frac{g_\pi^2}{4m_{\mathrm{N}}^2}\frac{(\sigma_1\cdot q)(\sigma_2\cdot q)}{q^2+m_\pi^2}。\tag{5.9}$$

经傅里叶变换可得坐标空间单 π 交换势：

$$V_\pi(r)=\frac{g_\pi^2}{4\pi}\frac{1}{3}\left(\frac{m_\pi}{2m_{\mathrm{N}}}\right)\left[\left(m_\pi Y(m_\pi r)-\frac{4\pi}{m_\pi^2}\delta^3(r)\right)\sigma_1\cdot\sigma_2+m_\pi Z(m_\pi r)s_{12}\right]。\tag{5.10}$$

其中，张量算符 $s_{12}\equiv 3(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\hat{\boldsymbol{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\hat{\boldsymbol{r}})-\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2$，汤川函数 $Y(x)$和 $Z(x)$分别为

$$Y(x)\equiv\frac{e^{-x}}{x},\ Z(x)\equiv\left(1+\frac{3}{x}+\frac{3}{x^2}\right)Y(x)。\tag{5.11}$$

除了单 π 交换势外，其他介子交换势亦可类似导出。在 Bonn 势中共包括 6 种介子交换的贡献及相关的修正措施。

应指出，在 NN 相互作用中若忽略电磁相互作用的影响，则核力的电荷对称性意味着 pp、nn 以及 np 之间的相互作用是相同的。然而，在强相互作用中，同位旋对称性不是一种精确的对称性，核子之间的相互作用具有很小但是可以测量的电荷相关(CD)成分。Bonn 介子交换势的进一步改进是考虑核力的电荷无关性破缺(charge independence breaking，CIB)和电荷对称性破缺(charge symmetry breaking，CSB)，这使得 Bonn 势成为电荷相关的(CD-Bonn 势)，并具有很高的精度[59]。它已在核物理中被广泛采用。然而，高精度 CD-Bonn 势不能满足手征对称性的要求，这不符合 QCD 的基本原则。为此，需要把 NN 相互作用的微观起源与强子结构和 QCD 更紧密地联系起来。

5.3.2　由核子探针确定 Bonn 模型参数

Bonn 介子交换势是在单玻色子交换势(OBEP)基础上发展起来的，OBEP 共含有约 10 个参数，包括不同介子与核子的耦合常数以及 σ 介子质量等。耦合常数 f_{PS}和 g_{PS}的数据可由 NN(或 πN 散射)实验定出。不同的实验或不同的理论分析给出的结果并不很一致(相差百分之几)。这个数值的大小直接影响 NN 势的强度。OBEP 可用定域势函数表示，基于介子交换模型的 CD-Bonn 势是非定域的，不能由定域势函数直接描述，它们用分波表示更为方便。

如 5.1.2 所述，Nijmegen 组已发展了相当完善的分波分析方法 PWA93 和 2003 年扩展的版本。在分析中 NN 相互作用的长程部分由单 π 交换势和部分双 π 交换势表示，NN 相互作用的短程部分则由边界条件方法参数化。把这样的势代入薛定谔方程，调节短程参数，以达到对 NN 实验数据的最佳描述。这样做可以使分波表示的精确度提高到 $\chi^2/\text{datum}\approx 1$，而传统的 Bonn 介子交换势精度的典型值约为 $\chi^2/\text{datum}\approx 2$。

历年来 Bonn 介子交换势参数不断由核子探针实验和 NN 数据检验而改进更新。早期的 Bonn 势参数如表 5-1 所示。作为例子，可以注意表中 ω 介子与核子的耦合常数 $g_\omega^2/4\pi$，为达到与 NN 散射相移满意地符合，由当时核子探针实验数据定出的数值约为 $g_\omega^2/4\pi=24\sim25$。另一方面，由超子-核子相互作用研究知道，强子-强子相互作用大体应满足 SU(3)对称性，而 SU(3)对称性给出的结果是 $g_\omega^2/4\pi\approx 9$。这样的不一致是很严重的问题，因为在 Bonn 介子交换模型中 ω 介子交换是负责核力的短程排斥性质的，不容许存在如此大的不确定性。这一点正是 Bonn 介子交换模型新一轮改进所考虑的

重要问题。

由核子探针检验核力的 Bonn 介子交换模型所发现的另一个问题是截断质量参数问题。从表 5－1 可知，由核子探针确定的交换 π 介子的截断质量参数 Λ_α 至少为 1.3 GeV，而由其他来源定出的 Λ_α 值仅为 0.8 GeV[60, 61]。这个问题同样是 Bonn 模型新改进所需要考虑的。

表 5－1　早期由核子探针确定的 Bonn 势参数

交换介子种类	介子质量 m_α(MeV)	Bonn 势(A)		Bonn 势(B)		Bonn 势(C)	
		$g_\alpha^2/4\pi$	Λ_α(GeV)	$g_\alpha^2/4\pi$	Λ_α(GeV)	$g_\alpha^2/4\pi$	Λ_α(GeV)
π	138.03	14.7	1.3	14.4	1.7	14.2	3.0
η	548.8	4	1.5	3	1.5	0	—
ρ	769	0.86	1.95	0.9	1.85	1.0	1.7
ω	782.6	25	1.35	24.5	1.85	24	1.4
δ	983	1.3	2.0	2.488	2.0	4.722	2.0
σ	550	8.8	2.0	8.943 7	1.9	8.628 9	1.7

作为中子-质子束缚态的氘核也可视为 np 散射 S 矩阵在 S_{13} 和 D_{13} 耦合道的一个极点。像 NN 散射数据一样，精确实验数据也是检验核力模型的重要依据。表 5－2 给出早期的典型结果。现在值得注意的是，由不同的高精度 NN 势给出的氘核基态性质理论结果并不一致。例如 D 态几率 $P_D/\%$ 的数值，CD-Bonn 结果为 $P_D/\%=4.83$；而其他多数高精度 NN 势给出 $P_D/\%=5.6\sim5.8$[62, 63]。其原因也是值得关注的。

表 5－2　由氘核基态实验数据检验核力 Bonn 模型

氘核和 NN 散射参数	Bonn 势 (A)	Bonn 势 (B)	Bonn 势 (C)	实验值
束缚能 $-\varepsilon_d$/MeV	2.224 52	2.224 61	2.224 59	2.224 644(±46)
D 态几率 $P_D/\%$	4.38	4.99	5.61	5(±2)
四极矩 Q_d/fm^2	0.274	0.278	0.281	0.286 0(±15)
磁矩 μ_d/μ_N	0.854 8	0.851 4	0.847 8	0.857 406(±1)
渐近 D/S 态比 D/S	0.026 3	0.026 4	0.026 6	0.027 1(±8)
方均根半径 r_d/fm	1.969 3	1.968 8	1.967 4	1.966 0(±68)
$S_{01}:a^{(np)}$/fm	−23.750	−23.750	−23.751	−23.748(±10)
$S_{01}:r_{eff}^{(np)}$/fm	2.71	2.71	2.69	2.75(±5)
$P_{03}:a^{(t)}$/fm	5.427	5.424	5.419	5.424(±4)
$P_{03}:r_{eff}^{(t)}=\rho(0,0)$/fm	1.763	1.761	1.754	1.759(±5)

5.3.3　核力的其他介子理论模型

如 § 5.1 所述，荷兰 Nijmegen 组除了建立了很好的分波分析 Nijmegen93（PWA），也先后构建了 Nijmegen－78 和 Nijmegen－93，以及 2000 年后的 ESC00 与 ESC04 等介子理论模型。构建这些模型的总体思路与构建 Bonn 模型类似。对于 Nijmegen－93，差别仅在于选择交换的粒子不同，除 π，η，σ'（亦称 ε），ρ，ω，δ（亦称 a_0）以外，还有 η'，S^*（975），和 φ(1020)介子。另外，还考虑了 Regge 轨迹（Regge trajectories）的贡献。尽管包含这样多的交换粒子，Nijmegen－93 势的自由参数仅 15 个，与 Bonn 模型不相上下。但是，Nijmegen－93 势拟合 NN 数据的情况不如其他模型好（1993 年以前 NN 势精度平均水平约为 χ^2/datum$\approx$2）。这使得又发展出 Nijmegen－Ⅰ和 Nijmegen－Ⅱ模型，前者为定域势，后者为非定域势。它们都考虑了电荷无关性和电荷对称性破缺。拟合能力可达 CD-Bonn 的水平。然而，自由参数总数（n_{par}）也分别达到 41 和 47 个。表 5－3 给出几种高精度 NN 势模型精度 χ^2/datum 数值的比较（最佳值为 1）。

表 5－3　几种高精度 NN 势模型精度的比较

	PWA93	Nijm Ⅰ	Nijm Ⅱ	Reid93	Nijm93	Av18	CD-Bon
type	*nl*	*nl*	*l*	*l*	*nl*	*l*	*nl*
n_{par}	39	41	47	50	15	40	43
pp	1.00	1.00	1.00	1.00	1.78	1.10	1.00
np	0.99	1.05	1.04	1.04	1.93	1.08	1.03
NN	0.99	1.03	1.03	1.03	1.87	1.09	1.02

§ 5.4　由核子探针检验 Argonne v18 势

5.4.1　Argonne v18 势简介

Argonne v18 势是一种非相对论唯象势，包含许多由核子的自旋、同位旋和角动量算符构成的非相对论算符。它可表示为由长程 OPE 项（π）、中短程项（R）和电磁项（em）构成的 3 项之和[30]：

$$V = V_\pi + V_R + V_{em}。 \tag{5.12}$$

其中电磁项又包括单光子和双光子交换项、Darwin-Foldy 项、真空极化以及磁矩的贡献，且每一项都有反映核子有限大小效应的形状因子。电磁项的详细形式可参见文献[30]。部分与强相互作用有关的项见图 5－5。

此处仅指出 Argonne v18 势的一些特点。第一，Argonne v18 势中使用的 π 介子衰变常数与上节 Bonn 介子交换势中定义的差 4π 倍，即

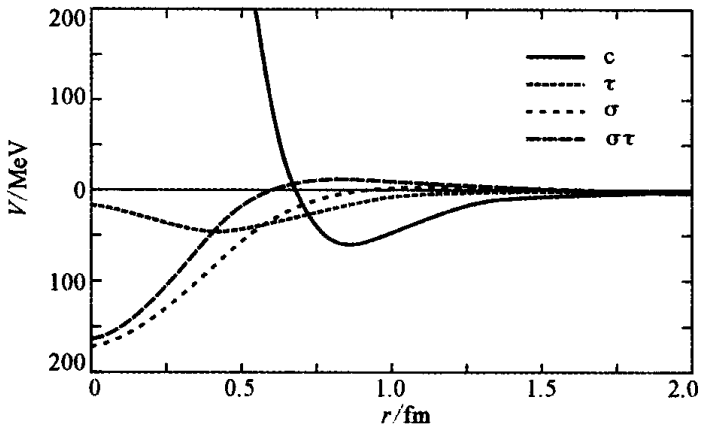


图 5－5　Argonne v18 势的几个主要分量　C:中心势,τ:同位旋相关势,σ:自旋相关势,στ:自旋-同位旋势。中心势在 $r=0$ 处的峰值为 2 031 MeV[11]。

$$f^{2(\mathrm{AV18})} = 0.075 \Leftrightarrow \frac{f_\pi^{2(\mathrm{Bonn})}}{4\pi} = \frac{g_\pi^2}{4\pi}\frac{m_\pi^2}{4m_\mathrm{N}^2}。\tag{5.13}$$

第二,Argonne v18 势中借助(5.11)式的汤川函数,定义形状因子为

$$f\cdot Y(r) = 1-e^{-\sigma^2},\ f\cdot Z(r) = (1-e^{-\sigma^2})^2。\tag{5.14}$$

而 Bonn 介子交换势中的形状因子采用偶极形式。

第三,Argonne v18 势中的短程排斥芯由唯象的伍兹-萨克森函数(Woods-Saxon function)提供:

$$W(r) = [1+e^{(r-r_0)/a}]^{-1}。\tag{5.15}$$

构造 NN 势的关键一步是把特定的自旋同位旋道(ST)和 NN 道投影成为算符形式。强相互作用部分为 18 个算符的和(这就是该势称为"v18"的原因)。其中前 14 个算符是与电荷无关的,是经典的 Urbana v14 和 Argonne v14 势[64]中就有的。另外 4 个算符是电荷相关的,其中前三个引起电荷无关性破缺(CIB),第四个引起电荷对称性破缺(CSB)。整个 Argonne v18 势共包含 40 个可调节参数,由核子探针实验可以确定这些参数。

5.4.2　由核子探针检验 Argonne v18 势

利用核子探针进行 pp 和 np 散射实验以及氘核性质的精确测量为检验各种 NN 势提供依据。美国阿贡国家实验室(Argonne national laboratory)于 1994 年构建了 Argonne v18 势以后,直接拟合 Nijmegen pp 和 np 散射数据库、低能 nn 散射参数、以及氘核束缚能。在0～350 MeV 范围内对 4 301 个 pp 和 np 数据拟合的精度(χ^2/datum)达到 1.09 的极佳值。图 5－6(a)和(b)是由 Argonne v18 势进行 S_{01} 分波和 P_{03} 相移分析与各种分波分析的比较。可以看到,Argonne v18 势给出的分波相移分析结果与各家权威分波分析结果相当一致。十余年来大量的检验和应用表明 Argonne v18 势确实是一个实用可靠的高精度 NN 势。

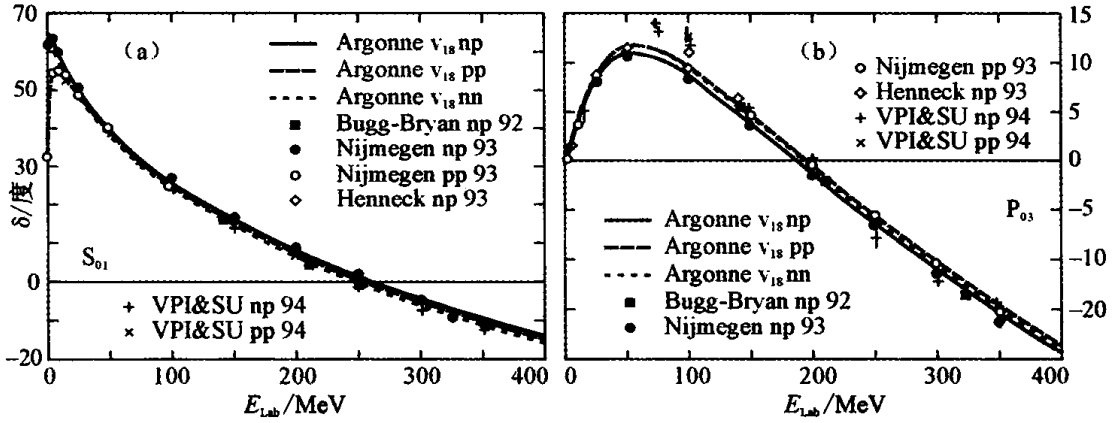


图　5－6

(a) 由 Argonne v18 势进行 np，nn，pp 散射 S_{01} 分波相移分析与各种分波分析的比较[30]
其中包括 Nijmegen 多能点分波分析[65]，SAID 的单能点分析[66]，Bugg and Bryan 的单能点分析[67]，以及 Henneck 的单能点分析[68]。

(b) 由 Argonne v18 等各种高精度 NN 势进行 P_{03} 分波相移分析的比较[30]

从 §5.2 和本节的讨论可以了解到，由各种现代 NN 势计算出的 NN 散射相移及 NN 束缚态、散射态的其他结果几乎都可做到与 NN 实验数据的完美符合(对 300 MeV 以下的 NN 数据符合精度可达 χ^2/datum≈1；作为比较，以前的巴黎势、Bonn 势、Av14 势等精度仅为 χ^2/datum≈2)。从而这些“现代高精度 NN 势”为各种核多体计算提供了更优越、更可靠的 NN 势输入量。这样就可以把核多体计算结果与实验数据的偏差归结到其他方面，如三体力和相对论效应等。

最后应该指出以下几点，第一，尽管这些现代 NN 势在各自的适用范围内的预言能力几乎相同地好，它们的数学结构却有很大差别。第二，构造这些高精度 NN 势所符出的代价并不小，它们包含的可调参数多达 30～50 个。第三，关于核子-核子相互作用的动力学，这些高精度 NN 势并不能为我们提供多少知识。除了单 π 介子交换机制外，它们基本上都是唯象势。Av18 势和 Read－93 势尤其如此。即便是单玻色子交换势(如 CD-Bonn 和 Nijmegen-Ⅰ、Nijmegen-Ⅱ)也带有一定唯象性，因为某些耦合常数或形状因子也被当作可调参数，以保证结果的最佳化。

表 5－4　Av18 短程势参数星号表示计算值(非拟合值)。
伍兹-萨克森函数中的参数取定为 $r_0=0.5$ fm，$a_0=0.2$ fm，截断参数 $c=2.1$ fm^{-2}。选自文献[30]。

ST(NN)	Type	I(MeV)	P(MeV)	Q(MeV)	R(MeV)
01(pp)	c	−11.270 28	3 346.687 4	1 859.562 7*	0
01(np)	c	−10.667 88	3 126.554 2	1 746.429 8*	0
01(nn)	c	−11.270 28	3 342.766 4	1 857.436 7*	0
01	l^2	0.124 72	16.778 0	9.097 2*	0

续 表

ST(NN)	Type	I(MeV)	P(MeV)	Q(MeV)	R(MeV)
00	c	−2.099 71	1 204.430 1	511.938 0*	0
	l^2	−0.314 52	217.455 9	117.906 3*	0
11(pp)	c	−7.627 01	1 815.492 0	969.386 3*	1 847.805 9
11(np)	c	−7.627 01	1 813.531 5	966.248 3*	1 847.805 9
11(nn)	c	−7.627 01	1 811.571 0	967.260 3*	1 847.805 9
11	l^2	0.067 09	342.066 9	185.471 3*	−615.233 9
	t	1.079 85	0	−190.094 9	−811.204 0
	ls	−0.626 97	−570.557 1	−309.360 5*	819.122 2
	$(ls)^2$	0.741 29	9.341 8	5.065 2*	−376.438 4
10	c	−8.627 70	2 605.268 2	1 459.634 5*	441.973 3
	l^2	−0.132 01	253.435 0	137.414 4*	−1.007 6
	t	1.485 601	0	−1 126.835 9	370.132 4
	ls	0.101 80	86.065 8	46.665 5*	−356.517 5
	$(ls)^2$	0.073 57	−217.579 1	−117.973 1*	18.393 5

§5.5 由核子探针检验手征 NN 势

前两节介绍了由核子探针检验核力的介子交换模型和非相对论唯象势——Argonne v18 势。尽管它们都可达到很高精度并成功地获得广泛应用，但这并未使人们感到满足。因为这些 NN 势全都是唯象的。物理上需要的 NN 势应该是既能给出定量的正确结果，又有适当的理论基础。多年来人们一直在考虑，能否找到一个低能 QCD 的有效理论框架作为研究核力的理论基础。近十余年来，人们以相当大的努力在有效场论的框架下建立核物理与 QCD 的联系。沿此方向的工作近年来取得骄人成果，已经可以由手征微扰论推导出满意的 NN 势[37−47]并经受了核子探针实验的严格检验。

5.5.1 引述：两个简单例子

在低能核物理中不难找到核动力学按幂次进行微扰展开的例子。例如，低能 s 波 NN 散射相移的“有效力程展开”为

$$p\cot\delta(p) = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2}r_e p^2 + O(p^4)。 \tag{5.16}$$

其中 a_s 和 r_e 分别为散射长度(scattering length)和有效力程(effective range)。准确到 p^2 阶，NN 散射由 a_s 和 r_e 这两个低能参数决定。

又如，用电磁探针研究原子核或强子性质常用到形状因子 $F(q^2)$按动量转移 q^2 的幂级数展开，

$$F(q^2) = 1 + \frac{1}{6k^2}\langle r^2\rangle q^2 + O(q^4)。 \tag{5.17}$$

如果研究对象是 π 介子，则上式中对应两个低能参数分别是 π 介子电荷和均方半径。如果把低能核物理纳入有效场论并满足低能 QCD 近似的手征对称性要求时，问题就不是这样简单了。

5.5.2　有效场论与手征微扰论简介

众所周知，QCD 是强相互作用的基本理论，但是 QCD 的应用受到很大限制。仅在高能情况，特别是动量转移 $Q^2 \to \infty$ 和跑动耦合常数(running coupling constant) $g^2/4\pi$ 趋于零的极限情况下，才允许使用微扰方法(微扰 QCD)。然而在强子物理和核物理中存在着大量可靠的低能实验数据，人们有理由期望这些实验事实能够由 QCD 基本理论出发给予解释。

迄今，除了发展符合 QCD 原则的模型理论外，人们还利用有效场论方法[71]发展出 QCD 的低能理论。这里所谓“有效”理论，是指理论虽并非“基本”，却是某种高阶理论的低能近似。所谓“低能”，是指低于某个给定能量标度 Λ 的能量。有效场论将只涉及强子谱中 $m<\Lambda$ 的“轻”粒子的自由度，而 $m>\Lambda$ 的“重”粒子可以设法从理论中“积分”掉。Λ 的数值通常取比戈德斯通玻色子质量大，而最轻的强子质量，即 ρ 介子质量：$m_\rho \approx 770$ MeV[69]。

有效场论描述低能强子的手征动力学称为手征微扰论(chiral perturbation theory，ChPT)。它已成为目前最流行的 QCD 低能有效理论，其主要特点是：第一，从“基本”理论到“有效”理论的过渡是通过手征对称性的自发破缺进行的。基本自由度包含自发破缺产生的戈德斯通玻色子。对于味 SU(3)情形，戈德斯通玻色子指 π 介子($\pi^\pm$、π^0)、K 介子($K^\pm$、K^0、$\overline{K^0}$)和 η 介子，即赝标介子八重态(参见图 5－7)。第二，不像通常量子场论那样去按照耦合常数的幂次进行微扰展开。在有效场论中，原来 QCD 中较“重”粒子的动力学内容已归结到低能理论的耦合常数中。因此，人们只能对拉格朗日密度给出的“项”按(能量/Λ)的幂次进行分类。在低能范围内，拉格朗日量中较低幂次的“项”就相当“有效”地反映了理论的动力学内容。在这个意义上，手征微扰论可以说是按照(能量/Λ)或(Q/Λ)的幂次做微扰展开的。总之，手征微扰论直接来源于 QCD 的低能手征特性，并提供了系统的微扰展开方法。因此，和各种低能理论模型相比，它具有与模型无关的普遍性。

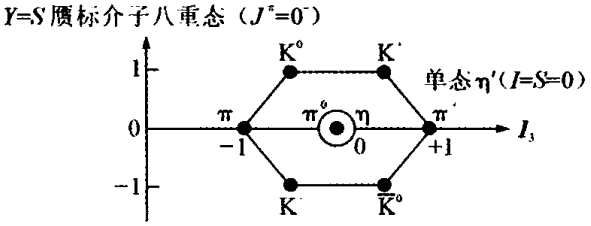


图 5－7　味 SU(3)情形下手征对称性自发破缺产生的戈德斯通玻色子(赝标介子八重态)

5.5.3　引述：有效拉格朗日量概要

最简单的情况是只包含戈德斯通玻色子的手征微扰论。赝标介子八重态粒子质量

不为零表明手征对称性的近似性质。实际上它的明显破缺是由夸克质量不为零引起的。由于 u 夸克和 d 夸克质量非常小，且 $m_u \approx m_d \gg m_s$，所以对于只含 π 介子的戈德斯通玻色子，两味手征对称性的近似性最好。理论框架相对简单。对于包含核子的系统，由于核子质量比能量标度 Λ 的数值并不小，需要在较复杂的重费米子(重子)理论框架中讨论问题，这时把核子处理为介子场的(准静态)源，细节可参见文献[70—73]。一般可将手征有效拉格朗日量写为

$$L_{\text{eff}} = L_{\pi\pi} + L_{\pi N} + L_{NN}。 \tag{5.18}$$

这里只给出最低阶的 ππ 相互作用拉格朗日量：

$$L_{\pi\pi}^{(2)} = \frac{F_\pi^2}{4}\text{tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger + m_\pi (U + U^\dagger)]。 \tag{5.19}$$

最低阶的 πN 相互作用拉格朗日量为

$$L_{\pi N}^{(1)} = N^\dagger (\mathrm{i}D_0 - \frac{g_A}{2}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{u})N, \tag{5.20}$$

最低阶的 NN 相互作用拉格朗日量为

$$L_{NN}^{(0)} = -\frac{1}{2}C_S(N^\dagger N)(N^\dagger N) - \frac{1}{2}C_T(N^\dagger \boldsymbol{\sigma} N)\cdot(N^\dagger \boldsymbol{\sigma} N), \tag{5.21}$$

其中 π 介子衰变常数 $F_\pi = 92.4$ MeV，$g_A = 1.267$ 是核子轴矢耦合常数。

低能常数 C_S 和 C_T 决定领头阶 NN 相互作用强度。拉格朗日量 $L_{\pi\pi}^{(2)}$，$L_{\pi N}^{(1)}$ 和 $L_{NN}^{(0)}$ 右上角括号内的数字表示阶数。拉格朗日量 $L_{\pi N}^{(1)}$ 和 $L_{NN}^{(0)}$ 是在重费米子(重子)理论框架中定义的，其中 N 表示非相对论核子场，$\boldsymbol{\sigma}$ 是泡利自旋矩阵。SU(2)矩阵 U 是 π 场的幂函数，其表达式为

$$U(\pi) = 1 + \frac{\mathrm{i}}{F_\pi}\tau\cdot\pi - \frac{1}{2F_\pi^2}\pi^2 - \frac{\mathrm{i}\alpha}{F_\pi^3}(\tau\cdot\pi)^3 + \frac{8\alpha-1}{8F_\pi^4}\pi^4 + \cdots。 \tag{5.22}$$

此处 $\boldsymbol{\tau}$ 表示同位旋泡利矩阵，α 是任意常数。上式前 3 项显然与 α 无关。在拉格朗日量中，核子场的协变导数定义为

$$\mathrm{D}^\mu = \partial^\mu + \frac{1}{2}[u^\dagger, \partial^\mu u]。 \tag{5.23}$$

在有效拉格朗日量中，各项对核力贡献的重要性决定于手征微扰展开参数(Q/Λ)的幂次 ν，

$$\nu = -2 + 2N - 2C + 2L + \sum_i V_i \Delta_i, \tag{5.24}$$

其中 $\Delta_i = d_i + \frac{1}{2}n_i - 2$。在(5.24)式中各符号的定义见文献[70]。

5.5.4　核子探针检验结果

利用核子探针和质子靶，国际大型 NN 数据库多年来已积累大量 pp 散射和 np 散射实验数据，它们可作为检验手征 NN 势的依据。

由 §5.2 和 §5.3 知道，高精度唯象 NN 势作为核少体或多体系统微观计算的输入量，已能够满足计算要求，已建立了明确的精度标准。对于手征 NN 势首先需要知道，要达到足够的精度应该把手征微扰论的微扰展开进行到哪一阶？为明确起见，表 5－5 给出由手征 NN 势[76]拟合 pp 散射（实验数据总数 2 057 个）和 np 散射（实验数据总数 2 402 个）所达到的精度。从表中可以看到，对于 1999 年 NN 数据库 290 MeV 以下数据，由拟合精度（χ^2/datum）的比较可知，χ^2/datum 的数值由约 100（NLO）到约 10（NNLO），再到约 1（N^3LO），收敛很快。随着手征阶数（chiral degree）的增加，手征 NN 势的精度越来越好，到 N^3LO 阶，已可与高精度唯象 NN 势 Av18[30]的精度相比拟。

表 5－5　由手征 NN 势[76]拟合 1999NN 数据库[77] 290 MeV 以下数据达到精度（χ^2/datum）的比较

	实验数据总数	NLO	NNLO	N^3LO	Av18
pp	2 057	80.1	35.4	1.50	1.38
np	2 402	36.2	10.1	1.10	1.04

下面进一步考察由手征 NN 势拟合 np 相移的情况。图 5－8 给出 300 MeV 以下 np 散射相移和总角动量 $J\leqslant 2$ 的分波（共 12 个小图）。其中实线和虚线分别是美国 Idaho 大学组[78]和德国 Bochum/Juelich 组[79]基于各自的 N^3LO 手征 NN 势的理论计算结果。实圆点和空圆圈表示 Nijmegen 多能点 np 相移分析[20]和 GWU/VPI 单能 np 相移分析 SM99 的结果[21]。从这些结果的比较可知，上述两组 N^3LO 手征 NN 势的理论计算结果都能很好符合 300 MeV 以下国际 NN 数据库的相移分析数据。这说明 N^3LO 手征 NN 势已达到实用水平。

这里尚需指出，手征 NN 势只有 29 个参数，而 Av18 势有 40 个参数。此外，比起 Av18 势各项算符的唯象选择，手征 NN 势当然具有明显的理论性和系统性，特别反映在手征 N^3LO 势的“接触项”中。手征 NN 势本身具有的“参数少、精度高、收敛快”的优点决定了它将有良好的应用前景。

最后指出，手征微扰论的另一个突出优点是还可以对多体力给出理论预言。对于给定阶的手征微扰论，二体力（2NF）、三体力（3NF）…可以同等地构造出来[74]。并发现具有以下规律：在领头阶（LO，leading order）不存在 3NF；在次领头阶（NLO，next-to-leading order），所有 3NF 项互相抵消；然而在 NNLO 阶（next-to-next-to-leading order）以及更高阶，出现确定的不为零的 3NF。因为 3NF 首次出现已经是在 NNLO，因而很弱，四核子力（4NF）首次发生在 N^3LO，因而更弱。核力的上述结构可以直观地用图形语言表示[70－72]，如图 5－9 所示。注意不同文献对图形语言的定义有所不同。

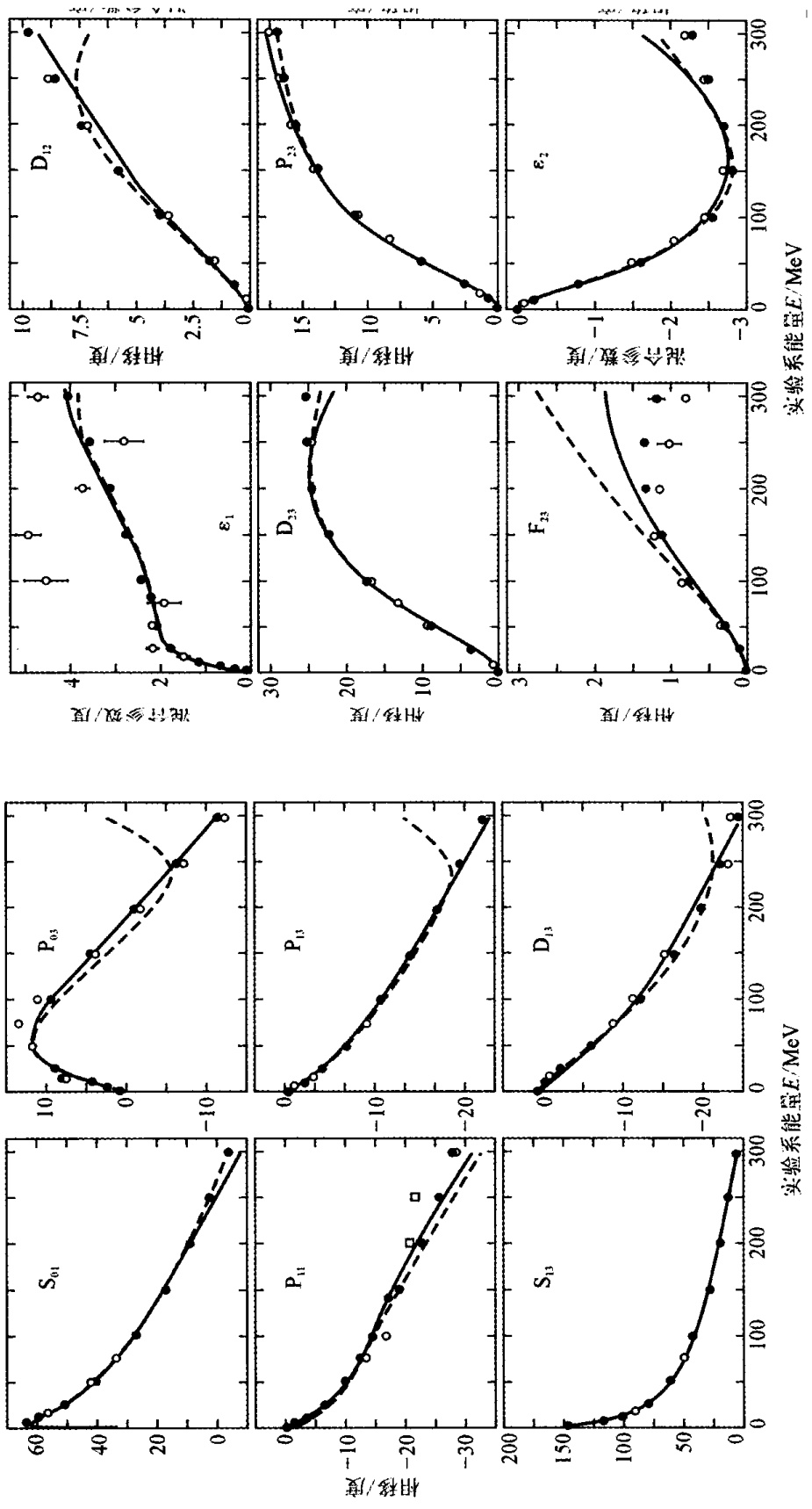


图 5-8　300 MeV 以下 np 散相移和总角动量 $J\leqslant 2$ 的分波(共 12 个小图)　实线和虚线分别是 Idaho 组[78]和 Bochum/Juelich 组[79]的 N³LO 手征 NN 势的理论预言。实圆点和空圆圈表示 Nijmegen 多能点 np 相移分析[20]和 GWU/VPI 单能 np 相移分析 SM99 的结果[21]。

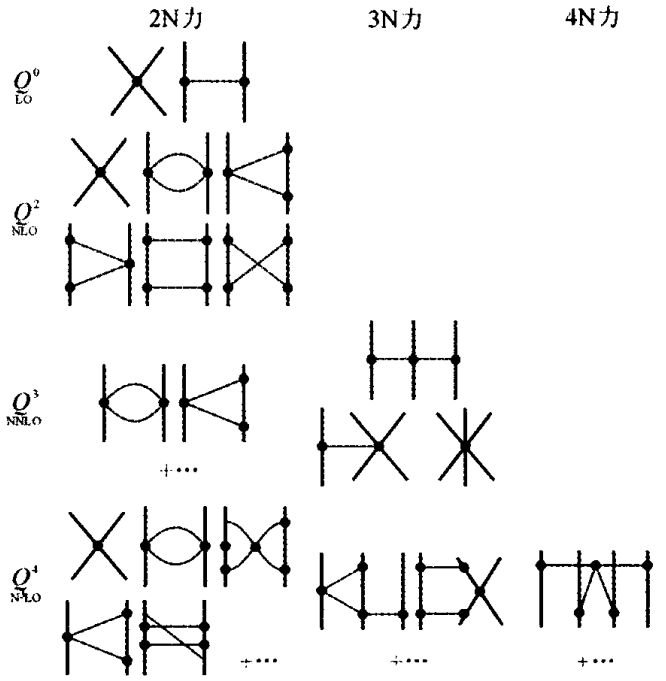


图 5－9　由手征微扰论研究核力的层次图　实线表示核子，虚线表示介子[75]。

§5.6　极化核子探针

5.6.1　自旋观测量简介

前面讨论的核子探针没有考虑核子的极化问题。极化指核子的自旋有一定的取向。研究极化 NN 散射的意义在于：(1)随着入射核子能量的提高，参与相互作用的分波数目增加，需要确定的各分波相移的数目增加，仅测量非极化 NN 散射截面不足以确定这些相移。采用极化的核子探针，进行极化 NN 散射实验，可提供除截面外新的可观测的物理量，这些可观测量与核子自旋取向有密切关系；(2)由 NN 散射实验确定的 NN 势(唯象势)的形式十分复杂，其中包括与核子自旋有关的项，并涉及若干参数，要确定这些参数要求做不同类型的极化 NN 散射实验；(3)现代实验技术可以提供极化核子探针和极化质子靶，以及精密的探测手段。已完成大量极化 NN 散射实验并提取出丰富的自旋观测量数据。有关极化 NN 散射自旋观测量的一般理论细节可参见文献[82－85]。

常用的自旋观测量主要有以下几个。

(1) 极化度(polarization)，用符号 $P(\theta)$ 表示。如果 NN 势与自旋无关，则散射不引起核子自旋状态的改变，即发生无自旋翻转(no spin flip)散射，此时极化度 $P=0$。如果核子探针和质子靶都是非极化的，而散射后的出射核子是极化的，这时就要测量出射核子的极化度。由于 NN 势中存在自旋相关势，散射将引起两核子自旋取向的改变。若 NN 系统初态处于四种可能自旋取向的某种组合，散射将会使系统改变为末态四种可能

自旋取向的另一种新组合，于是原则上需要 16 个散射振幅(scattering amplitude)来描述 NN 极化散射过程，它们构成 4×4 矩阵。

(2) 分析本领(analyzing power)。如果入射核子束(或靶粒子)是沿 $\boldsymbol{k}$ 方向极化的，则散射后不测量出射粒子的极化度，而是测量散射粒子的分析本领 A，其定义式为

$$A = \frac{N(\theta_L) - N(\theta_R)}{N(\theta_L) + N(\theta_R)}。 \tag{5.25}$$

式中角度 θ_L 和 θ_R 分别是在散射平面内相对于入射方向左边和右边的相同角度。可在 θ_L 和 $\theta_R(=\theta_L)$处分别对称放置两个探测器，测量出射粒子数目 N 或截面 σ。若取入射粒子极化方向为 y 轴方向，则分析本领 A 常记为 A_y。

(3) 非对称性(asymmetry)。把上述两类实验结合起来连续进行，即非极化粒子束经第一次散射后得到的极化束再经第二次散射，测量出射粒子的左右不对称性 ε，$\varepsilon = PA$。显然，所涉及的三个量并不独立。已知第二次散射的分析本领 A，往往测量 ε 来确定 P。

(4) 退极化度(depolarization)。如上所述，第一次散射后得到的极化束经第二次散射以后，极化程度可能有所变化。例如，由完全极化变为部分极化，这种变化由退极化度 $\boldsymbol{D}$ 的测量给出。如果第二次散射的入射束沿 $\boldsymbol{e}_n$ 方向极化，散射束和反冲束也沿 $\boldsymbol{e}_n$ 方向极化，则退极化度用 $\boldsymbol{D}_{nn}$表示。如果入射束不是沿 $\boldsymbol{e}_n$ 方向极化，则需测量 $\boldsymbol{D}_{SL}$、$\boldsymbol{D}_{SS}$、$\boldsymbol{D}_{LL}$ 和 $\boldsymbol{D}_{LS}$。此处下标 L 和 S 分别表示沿入射方向 $\boldsymbol{k}$ 和沿 $\boldsymbol{e}_n \times \boldsymbol{k}$ 方向的极化分量。

(5) 自旋转移系数(spin transfer parameter)。上面关于退极化度 $\boldsymbol{D}$ 的测量是确定被散射核子极化程度的变化。与此同时，反冲的靶核子可能由原来的非极化状态转变为某种程度的极化(极化转移或自旋转移)。这时测量自旋转移系数 $\boldsymbol{K}_{SL}$、$\boldsymbol{K}_{SS}$、$\boldsymbol{K}_{LL}$和 $\boldsymbol{K}_{LS}$。此处下标 L 和 S 的意义同上。

(6) 自旋关联参数(spin correlation parameter)。单独考虑上述第一次散射，散射前两个核子都是非极化的，散射后成为极化的。如果同时测量被散射核子(1)和反冲靶核子(2)的极化，定义自旋关联参数 $C_{\alpha\beta}$为并矢 $\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2$ 在特定方向上的状态平均值。若采取上面关于下标 L 和 S 的定义，则可测量 $\boldsymbol{C}_{SL}$、$\boldsymbol{C}_{LL}$、$\boldsymbol{C}_{LS}$和 $\boldsymbol{C}_{SS}$。文献中也将这些自旋关联参数分别记为 $\boldsymbol{A}_{yy}$、$\boldsymbol{A}_{xx}$、$\boldsymbol{A}_{zz}$和 $\boldsymbol{A}_{xz}$。

5.6.2 极化 NN 散射实验

以上对 NN 极化实验定义的各种极化散射参量以及非极化散射的微分截面都可以从理论上与 NN 散射 T 矩阵元联系起来，用 T 矩阵元中的系数来表示这些参量。另一方面，实验极化散射参量也可以利用分波分析与散射振幅联系起来。

目前已积累不少高精度 NN 极化实验数据[85]。作为例子，图 5－10 给出 197.4 MeV pp 散射分析本领 $\boldsymbol{A}_y$ 和自旋关联系数 $\boldsymbol{A}_{xx}$、$\boldsymbol{A}_{yy}$、$\boldsymbol{A}_{zz}$的测量结果。图中实圆点和空圆点是两家实验的结果，注明 NI93 PWA 的曲线是根据 Nijmegen 组于 1993 年对已有的 1 787

个 0～350 MeV pp 散射数据进行分波分析得到的。这些精确可靠的 NN 散射极化实验数据为检验现代理论 NN 势提供了有力的工具。图 5－11 给出四种现代 NN 势理论结果与实验结果的比较。图中为了清楚地显示它们的差别，一律从实验数据 $\boldsymbol{A}^{\mathrm{EXP}}$ 减去参考值 $\boldsymbol{A}^{\mathrm{REF}}$（即由上述 NI93 PWA 计算出的值）。由理论 NN 势计算出的极化参量值亦照此办理。图中引用的四种理论 NN 势分别是 Argonne v18 势（实线）、CD-Bonn 势（虚线）、OSBEP 势（点线）和 Paris 势（点划线），可以看出，前二者似乎与实验符合得较好。

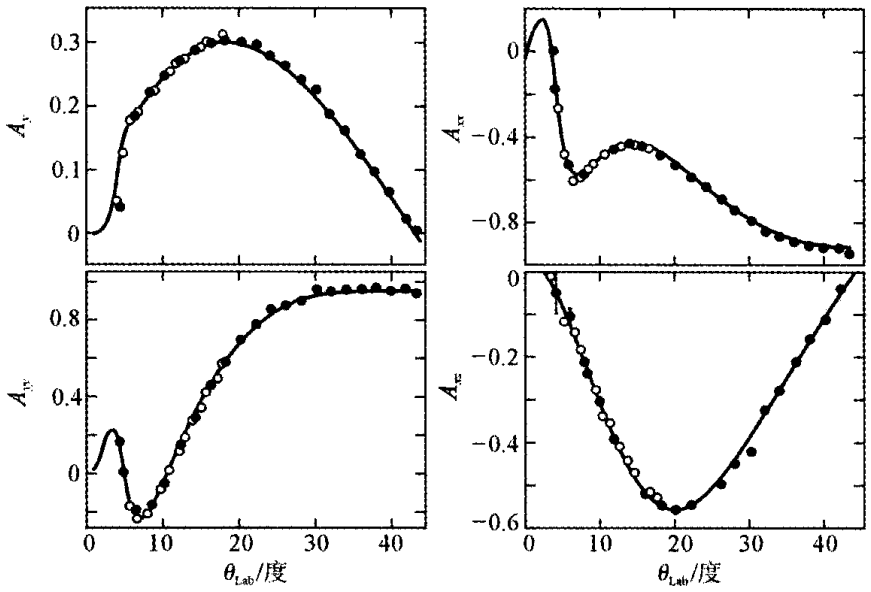


图 5－10　E＝197.4 MeV pp 散射极化参量实验结果[85]

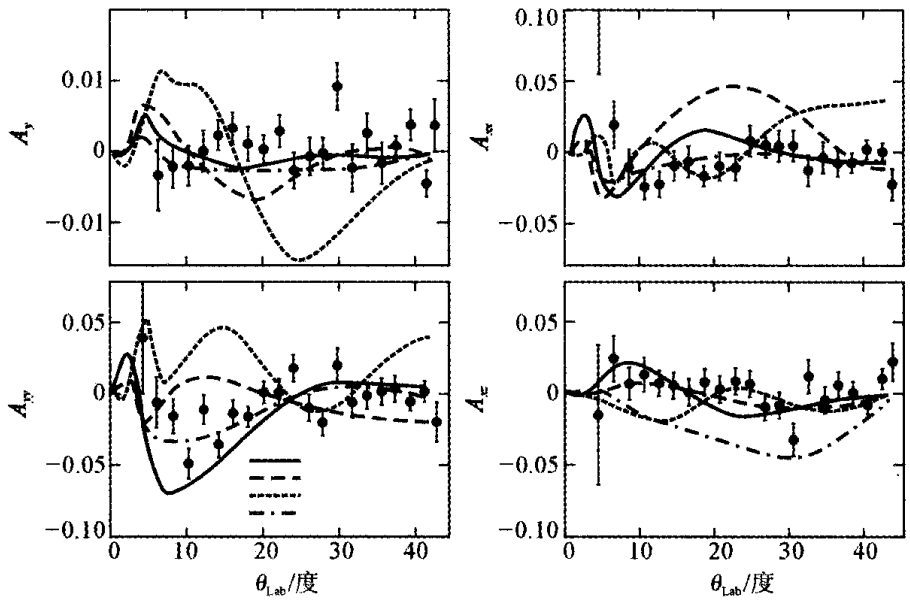


图 5－11　E ＝ 197.4 MeV pp 散射极化数据与由四种不同 NN 势得出的理论结果的比较[85]

5.6.3 极化 NN 散射新数据

以前的极化 NN 散射实验数据主要在中低能区，使得极化 NN 散射数据量欠充分，提取 NN 相互作用信息欠确切，以致存在分波分析结果与直接振幅重建结果难于与实验数据一一对应。为改善这种情况，近年来极化（和非极化）pp 散射入射粒子能量上限（实验室动能）已扩展到 2.5 GeV 和 3 GeV 的中高能区[89—94]，图 5－12 至图 5－15 给出部分测量结果。这些极化 NN 散射实验主要是在 Cooler Synchrotron（COSY）的 EDDA 合作组完成的，这些新数据将为进一步严格检验核力理论提供可靠的实验基础。详见下节。

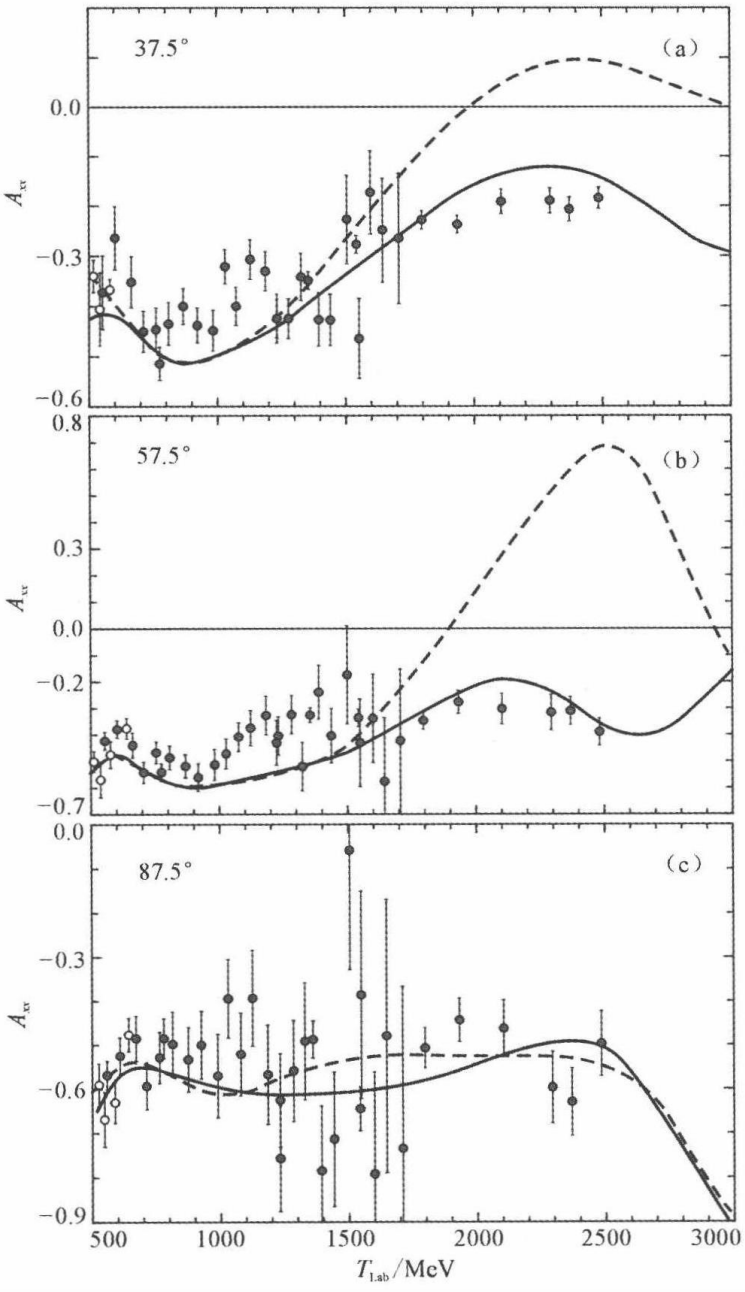


图 5－12

(a) 质心系散射角 37.5°下的 pp 弹性散射激发函数 A_{xx} 实圆圈表示 EDDA 合作组数据[91]，空圆圈表示以前的数据[88]，实（虚）线表示 SP07[94]（SP00[86]）的结果。

(b) 质心系散射角 57.5°下的 pp 弹性散射激发函数 A_{xx} 实圆圈表示 EDDA 合作组数据[91]，空圆圈表示以前的数据[88]，实（虚）线表示 SP07[94]（SP00[86]）的结果。

(c) 质心系散射角 87.5°下的 pp 弹性散射激发函数 A_{xx} 实圆圈表示 EDDA 合作组数据[91]，空圆圈表示以前的数据[88]，实（虚）线表示 SP07[94]（SP00[86]）的结果。

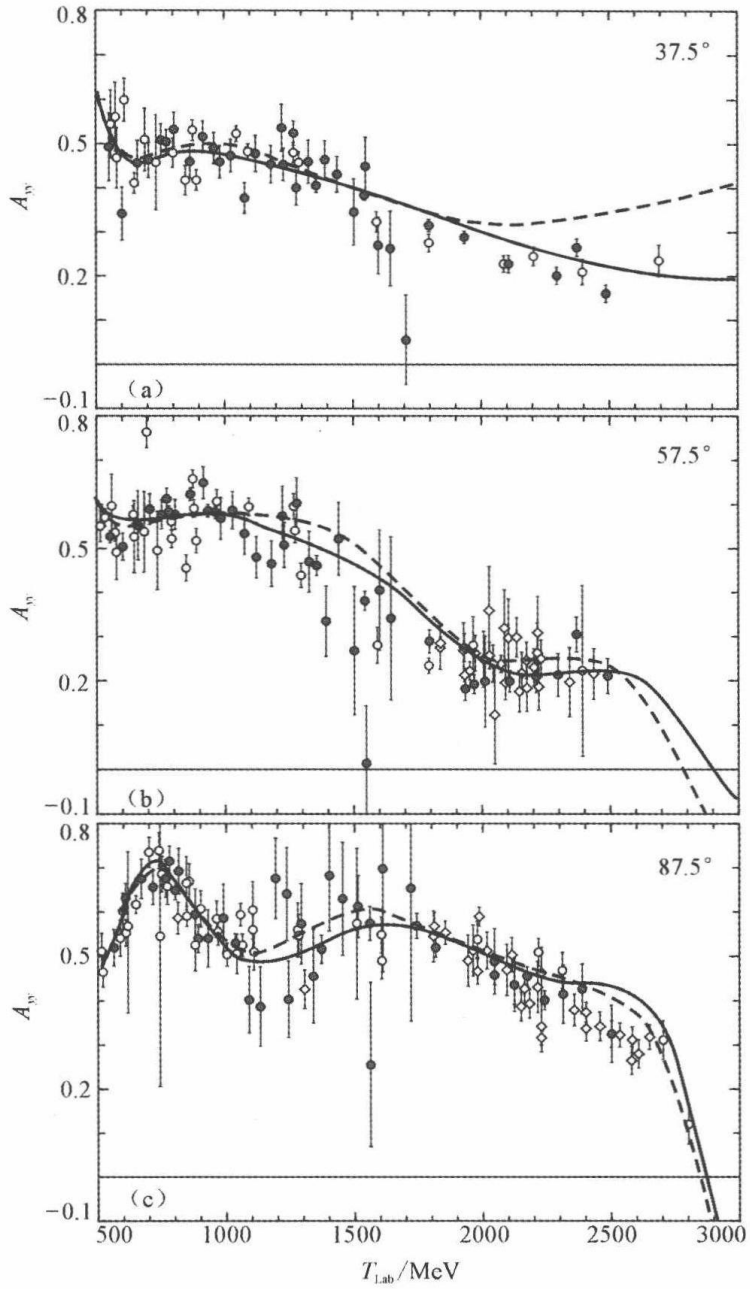


图　5－13

(a) 质心系散射角 37.5°的 pp 弹性散射激发函数 A_{yy}[94]

(b) 质心系散射角 57.5°的 pp 弹性散射激发函数 A_{yy}[94]

星号表示 SATURNE Ⅱ数据[92, 93]。

(c) 质心系散射角 87.5°下的 pp 弹性散射激发函数 A_{yy}[94]

星号表示 SATURNE Ⅱ测量数据[92, 93]。

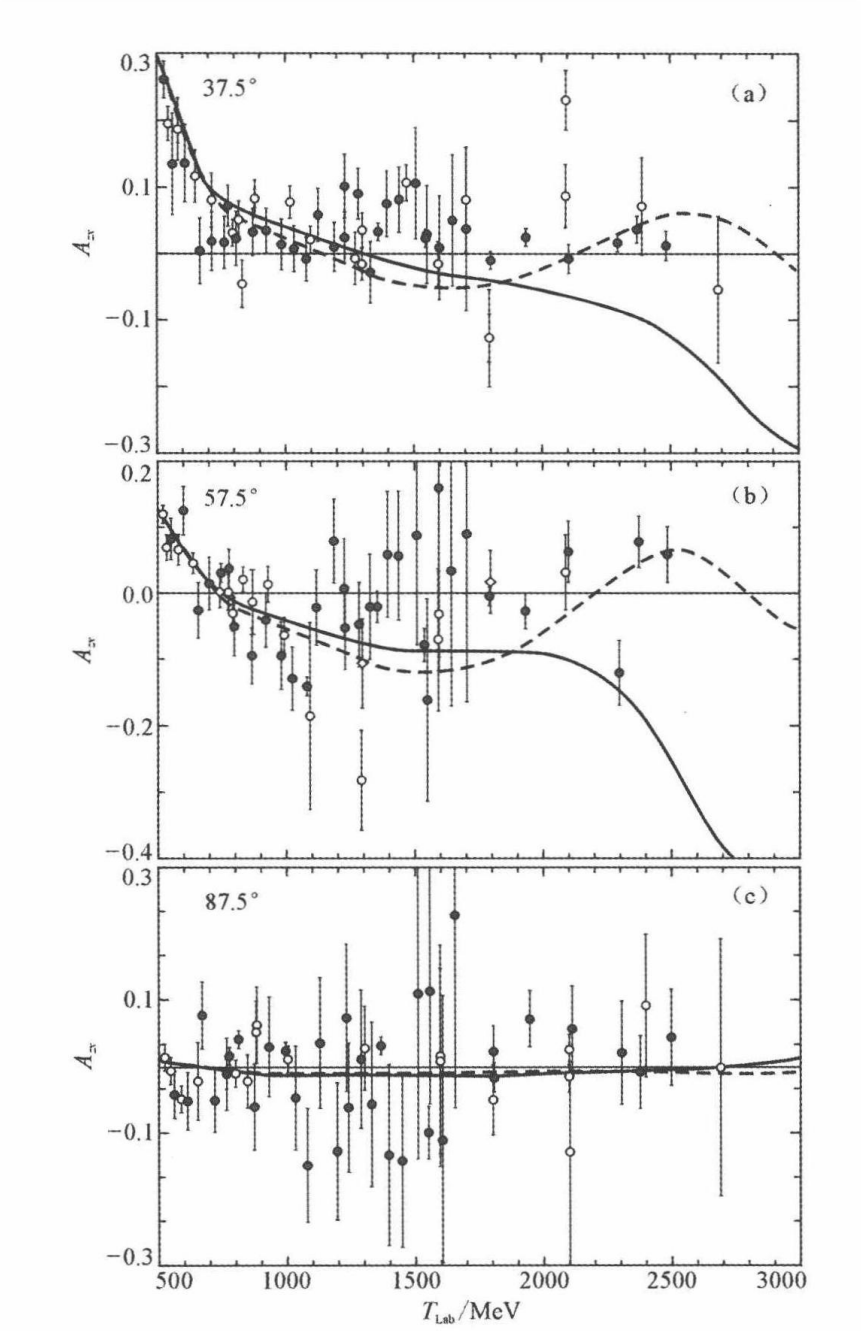


图 5－14

(a) 质心系散射角 37.5°的 pp 弹性散射激发函数 $A_{xx}^{[94]}$
(b) 质心系散射角 57.5°的 pp 弹性散射激发函数 $A_{zz}^{[94]}$
(c) 质心系散射角 87.5°下的 pp 弹性散射激发函数 $A_{xz}^{[94]}$

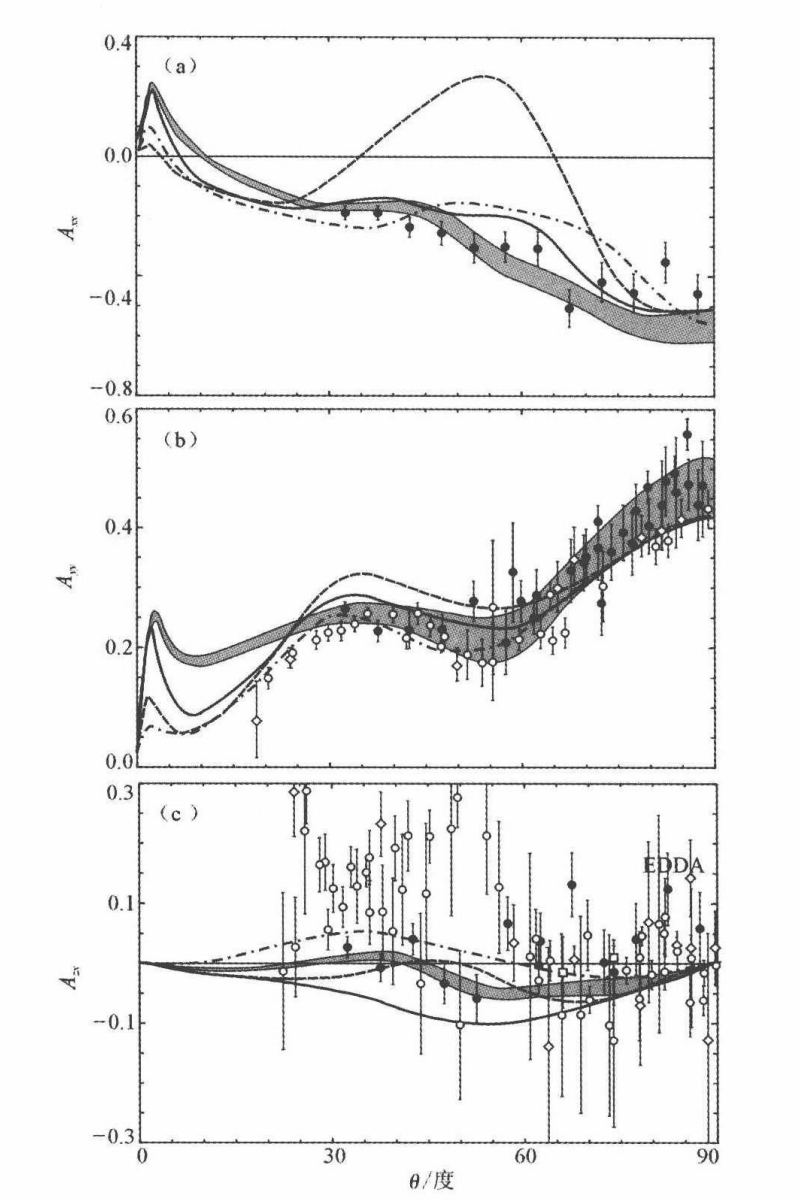


图　5－15

(a) 2 100 MeV 质子探针引起的 pp 弹性散射角分布[94]
黑圆圈表示 EDDA 合作组数据[91]，星号表示 SATURNE Ⅱ的 A_{yy} 测量数据[92, 93]，空圆圈表示较早数据[88]，实(虚)线是 SP07 (SP00[86])的结果，点划线表示 Saclay 直接重建结果[87]，带状阴影区域是 GW 单能点结果。

(b) 2 100 MeV 质子探针引起的 pp 弹性散射角分布　黑圆圈表示 EDDA 合作组数据[91]，星号表示 SATURNE Ⅱ的 A_{yy} 测量数据[92, 93]，空圆圈表示较早数据[88]，实(虚)线是 SP07 (SP00[86])的结果，点划线表示 Saclay 直接重建结果[87]，带状阴影区域是 GW 单能点结果。

(c) 2 100 MeV 质子探针引起的 pp 弹性散射角分布[94]
黑圆圈表示 EDDA 合作组数据[6]，星号表示 SATURNE Ⅱ的 A_{yy} 测量数据[92, 93]，空圆圈表示较早数据[88]，实(虚)线是 SP07 (SP00[86])的结果，点划线表示 Saclay 直接重建结果[87]，带状阴影区域是 GW 单能点结果。

§5.7 中高能核子探针与短程核力

5.7.1 中高能区的特殊性

中高能区指 π 介子产生阈能(约 0.4 MeV)以上,1 GeV 以下的能区。通常这个能区亦称中能区。在这个能区使用前几节介绍的高精度 NN 势计算散射截面或分析本领等极化观测量的尝试已经进行过(图 5－16)。结果表明,在 500 MeV 以下能区,实验数据与四种非相对论势模型(non-relativistic potential model)的理论计算结果符合很好。然而,在大于 500 MeV 的能区(对应核力短程部分),上述符合情况变得很不好。这说明,对中高能区,低能高精度 NN 势肯定有某些新的动力学过程没有考虑到,包括核子内的夸克-胶子动力学(quark-gluon dynamics)。

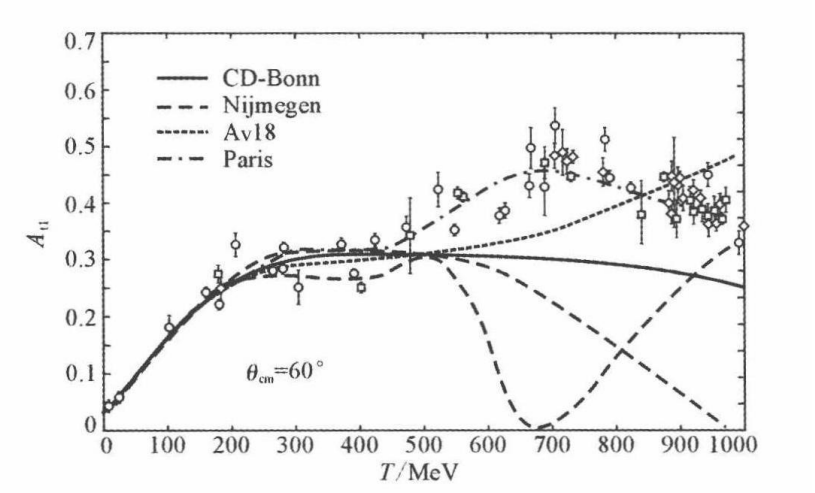


图 5－16 极化 NN 散射分析本领 四种非相对论势模型理论结果与中能极化 NN 散射实验数据的比较,图中实线、点线、加密点线、虚线分别表示由 CD-Bonn 势,Nijmegen 势,Av18 势和 Paris 势的理论计算结果。

那么在这个能区研究 NN 相互作用能否找到合适的理论方法?能否沿用低能区成功的理论(如手征微扰论);或沿用高能区成功的理论(如微扰 QCD)?首先,手征微扰论(ChPT)属于低动量展开的理论,原则上适用范围限于动量 $Q \ll \Lambda \approx 1$ GeV,迄今最好的 ChPT 计算达 4 阶,可满意地符合 300 MeV(实验室能量)以下的 NN 散射数据。对于更高能量,必须包括更高阶。但因阶数越高,项数多得惊人。ChPT 计算到 5 阶或 6 阶已无法进行。一般认为,ChPT 仅适用于实验室能量 $E<0.5$ GeV。其次,高能物理中成熟的微扰 QCD 方法已有明确的适用范围,对于中高能区,甚至从 0.5 GeV 到几十 GeV 能区微扰 QCD 都不适用。所以,对中高能区 NN 散射既不能使用手征微扰论方法(能量太高),也不能使用微扰 QCD 方法(能量太低),人们不得不去发展新的理论模型。

此外，近年来利用中高能核子探针取得了大量高质量高能（例如达 3 GeV）pp 散射实验数据[95—100]以及图 5－12 至图 5－15 的极化 NN 散射数据。摆在人们面前的问题是，从这些实验数据可以提取哪些对 NN 相互作用的新认识？需要新的理论模型来理解这些中高能 pp 散射实验数据，相对论介子交换模型[101]就是这样的模型。

5.7.2　相对论介子交换模型要点

1. 中高能相对论散射方程

如 5.1.1 和 5.2.1 所述，原来的介子交换模型是以单玻色子交换为基础的，其中选择质量小于核子质量的各种介子作为交换粒子，并使用非相对论的李普曼-施温格尔方程描写 NN 散射。对于中高能核子探针，需要采用相对论形式的贝特-萨尔皮特方程描写 NN 散射，进而导出费恩曼振幅[102—104]。由于贝特-萨尔皮特方程是 4 维方程，难于求解。通常为便于数值计算，约化到 3 维形式，得到非相对论 3 维汤普森方程[105]，

$$\overline{T}(\boldsymbol{q}', \boldsymbol{q}; \sqrt{s}) = \overline{V}(\boldsymbol{q}', \boldsymbol{q}) + \int \mathrm{d}^3\, k \overline{V}(\boldsymbol{q}', \boldsymbol{k}) \frac{M^2}{E_k^2} \frac{1}{\sqrt{s} - 2E_k + \mathrm{i}\epsilon} \overline{T}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{q}; \sqrt{s})。 \tag{5.26}$$

其中 $\overline{T}$ 表示不变散射振幅，$\sqrt{s}$ 表示质心系总能量。且 $\sqrt{s} = 2E_q$，$E_q \equiv \sqrt{q^2 + M^2}$，这里 $q \equiv |\boldsymbol{q}|$ 是单个核子的质心系动量。再经过简单的变换，进而可将该方程化为相对论的李普曼-施温格尔方程，方程中的能量均采用相对论能量。有关求解相对论 NN 散射方程的理论及各种近似方法细节可进一步参见文献[106－121]。

2. 中高能 NN 散射的 T 矩阵

对于中高能区，从 π 介子产生阈能（约 300 MeV）到约 1.5 GeV，最主要的 π 介子产生机制是通过形成 Δ(1232)共振（有关新粒子产生的进一步讨论见第六章）。因此在研究 NN 道的同时，还需要考虑 NΔ 道和 ΔΔ 道的贡献。求解由这三个双重子道构成的耦合方程组，可以得到散射振幅，其形式为

$$T_{ij} = V_{ij} + \sum_k V_{ik} g_k T_{kj}, \tag{5.27}$$

其中下标 i，j，k 分别表示 NN 道、NΔ 道和 ΔΔ 道，g_k 为双重子传播子。一旦求得 NN 相互作用 T 矩阵就可以计算散射相移和其他观测量。

5.7.3　中高能 NN 散射实验

为了研究 NN 相互作用的短程部分，采用动量为 300～3 300 MeV 的极化质子探针进行 pp 散射实验是很合适的。为此 1997—1999 年德国 COSY 专门设计并起动了 EDDA 实验[122—125]。此前还有其他实验室从事高能 pp 散射实验研究，如法国 Saclay 的加速器装

置 SATURNE Ⅱ（1978—1997）很早就提供高能极化质子探针进行 pp 散射测量，获取有关总截面（total cross section）、分析本领和自旋关联参数等的数据[126, 127]。

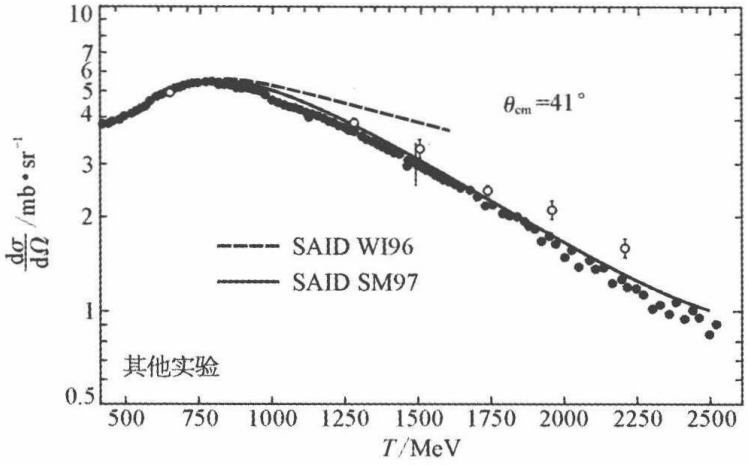


图 5－17　质心系角度为 41°时 500～2 500 MeV 能区 pp 散射微分截面实验值

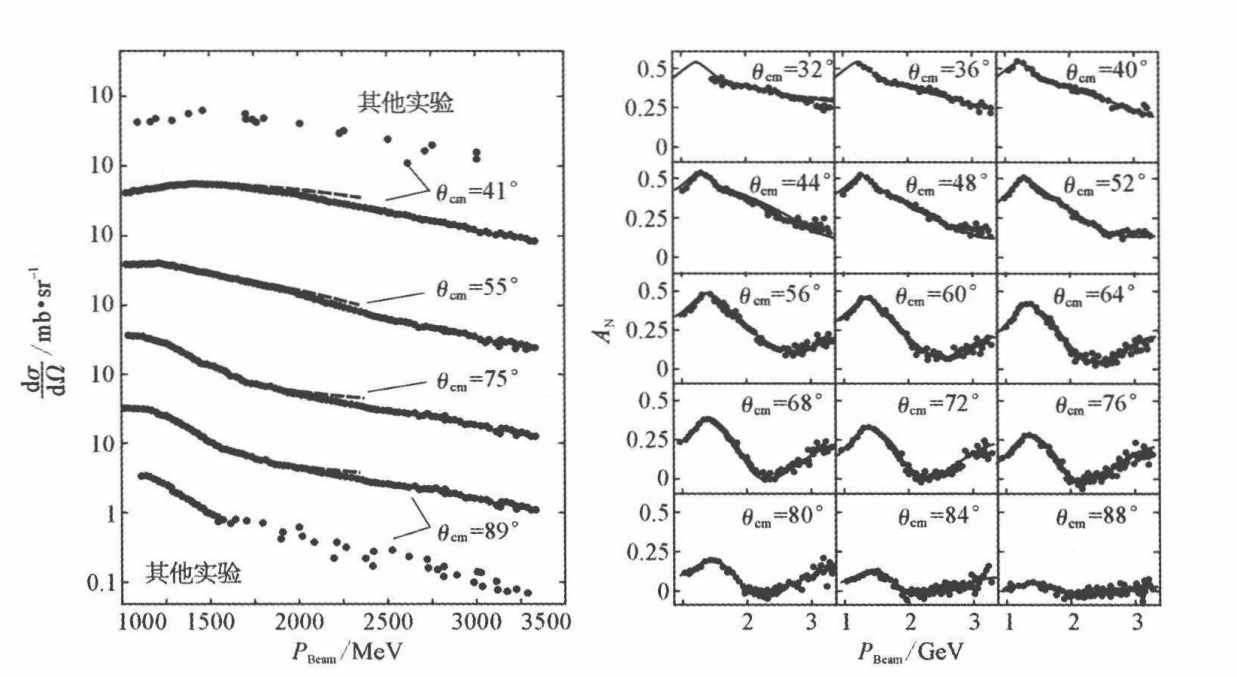


图 5－18　左：pp 弹性散射微分截面激发函数（从 28 个散射角中选择 4 个）　实（虚）线表示来自 SM97（SM94）相移分析结果[128]。右：pp 弹性散射分析本领激发函数动能范围 0.45～2.5 GeV（束流动量＝1.0～3.3 GeV）。实（虚）线表示来自 SAID FAOO（SAID SM97）相移分析结果[129]。

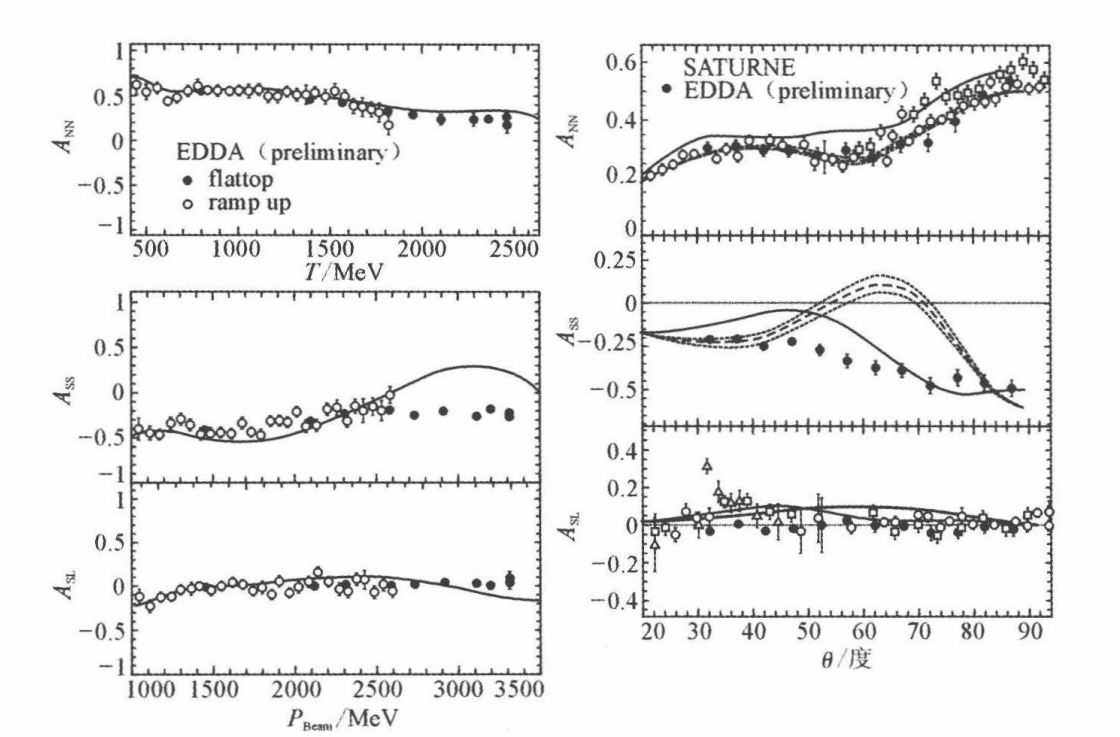


图 5－19　在 $\theta_{cm}=47.5°$（左）的自旋关联参数 A_{NN}，A_{SS} 与 A_{WL} 的激发函数和 $T_p=1\,800$ MeV 的角分布（右）　图内给出与 SAID[129]（SMOO，实线）和 Saclay-Geneva[130]（虚线）相移分析结果的比较。

5.7.4　中高能核子探针检验结果

对中高能区（300 MeV 到 1 GeV）理论计算结果[131—133]与实验数据的比较见图 5－20 至图 5－22。

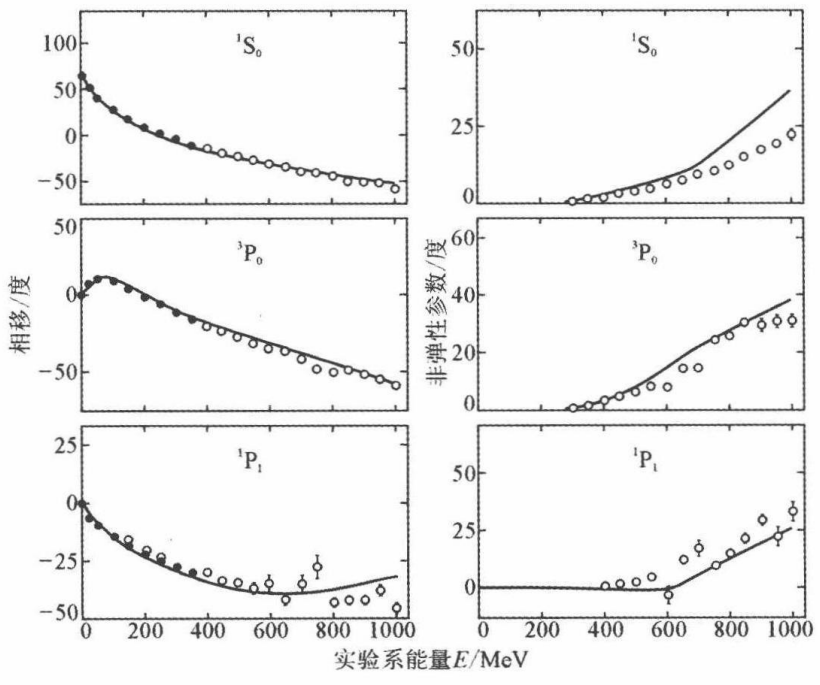


图 5－20　实验室能量为 1 GeV 以下的 NN 散射相移和非弹性参数　实线是相对论介子交换理论模型预言；点划线是 Nijmegen 多能点 np 相移分析结果[137]；圆圈是 GWU（VPI）单能点 np 相移分析 SP03 结果[138]。

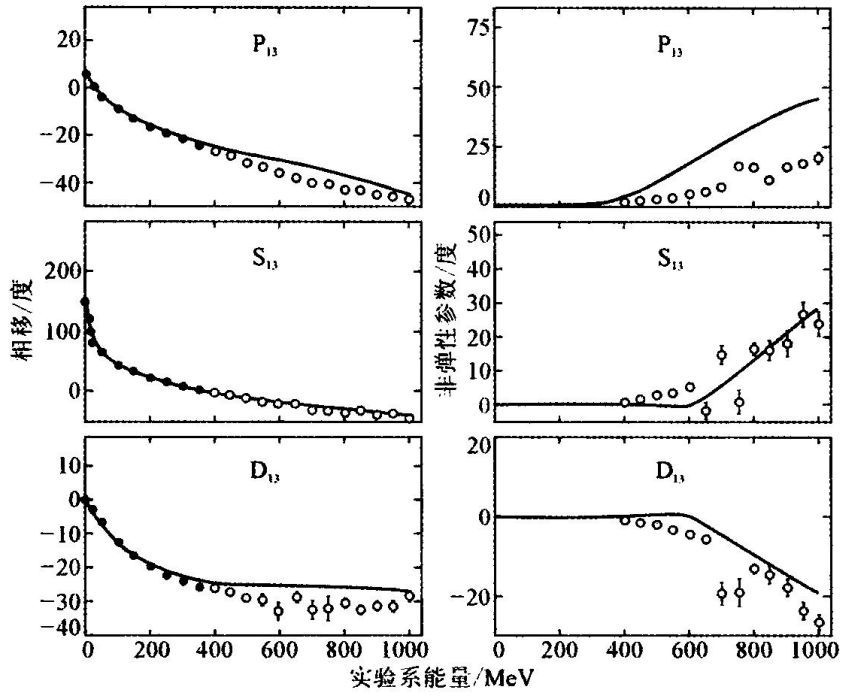


图 5－21　实验室能量为 1 GeV 以下的 NN 散射相移和非弹性参数
实线是相对论介子交换理论模型预言；点划线是 Nijmegen 多能点 np 相移分析结果[137]；圆圈是 GWU(VPI)单能点 np 相移分析 SP03 结果[138]。

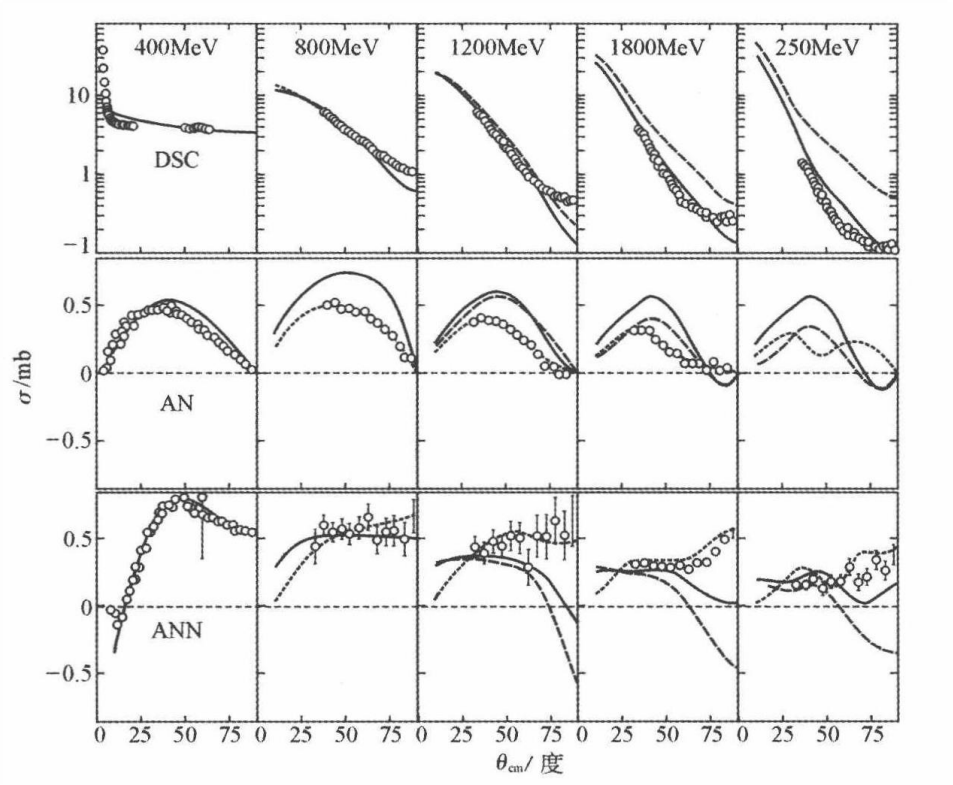


图 5－22　在 400～2 500 MeV 之间的 5 个能量下的 pp 散射极化观测量
虚线表示相对论介子交换理论模型预言，实线表示包含了修正，点线是基于 GWU (VPI)相移分析 SP03 的结果[134—136]。

§5.8　问题与展望

近年来用核子探针研究核力已经取得很大进展。特别是对于 300 MeV 以下 NN 相互作用已经达到很深入的定量的认识。已建立的 NN 相互作用理论模型，如唯象的势模型、介子交换模型以及建立在有效场论基础上的手征模型，都可以对 π 介子产生阈能以下的实验数据给出相当满意的理论解释。在 300 MeV 以上直到 1 GeV 能区，利用新发展的相对论介子交换模型也可对实验事实给出定量解释。

对于 1 GeV 以上能区，比如到 1.5 GeV 左右，新提出的相对论介子交换模型尚可满意地符合实验数据。但能量再高，只能定性符合 NN 总截面或微分截面，不能符合各种自旋观测量数据，哪怕是最容易处理的分析本领 A_y。可以说，目前对 1 GeV 以上能区核力的自旋相关性还缺乏定量的了解。看来，较低能区行之有效的介子交换模型随着能量增高越来越不适用，特别是对自旋观测量。

总之，在 400～3 000 MeV 能区，对 NN 相互作用的理解仍有许多工作要做。在如此高能下的实验数据在过去十余年已经有了显著改善(已积累约 40 000 个数据，大多是 pp 散射，少量 np 散射)。目前来看，在中高能区推广和发展 NN 相互作用理论模型的任务和途径是有实验基础的。除了技术方面的问题，这将引起人们思考某些更深层次的问题，如在这样高能量下介子交换模型是否还适用？是否需要明显的包含夸克胶子自由度？是否可以尝试其他方法，像类似 Regge 型的模型或甚至微扰 QCD？但是要认真借鉴早前人们已走过的路(注意，过去用微扰 QCD 研究核力曾得到不少与实验事实不符的结论[139, 140])。目前倾向性看法是，入射动量在 3 GeV 以上，相对论介子交换模型存在的主要问题有两方面：第一是理论预言的 NN 弹性散射截面太大，并随入射动量而增加，而实验数据随入射动量而减少。第二是理论预言的分析本领也太大，其他自旋观测量理论值与实验值符号都有区别。因而相对论介子交换模型肯定不再适用。对于 NN 散射入射动量在 3 GeV 以上的能区，现在人们仍限于利用各种唯象理论，如相对论光学势方法[141—144]、Regge 理论方法[145—149]、Pomeron 理论方法[150]来解释实验数据。

参考文献

[1] Yukawa H. Proc Phys Math Soc Japan, 1935,17:48.

[2] Hamada T, Johnston I D. Nucl Phys, 1962,34:383.

[3] Reid R V. Ann Phys, 1968,50:411.

[4] Lacombe M, et al. Phys Rev C, 1980,21:861.

[5] Holzenkamp B, Holinde K, Speth J. Nucl Phys A, 1989,500:485.

[6] Reuber A, Holinde K, Speth J. Nucl Phys A, 1994,570:543.

[7] Nagels M M, Rijken T A, de Swart J J. Phys Rev D, 1977,15:2547; Phys Rev D, 1979,20:1633.

[8] Maessen P M M, Rijken T A, de Swart J J. Phys Rev C, 1989,40:2226.

[9] Rijken T A, Stoks V G J. Phys Rev C, 1996,54:285; Nucl Phys A, 1997,613:311.
[10] Rijken T A, Polinder H, Nagata J, Phys Rev C, 2002,66:044008; Phys Rev C, 2006,73:044007.
[11] Ishii N, Aoki S, Hatsuda T. Phys Rev Lett, 2007,99:022001.
[12] Shimizu K. Rept Prog Phys, 1989,52:1.
[13] Oka M, Yazaki K. Phys Lett B, 1980,90:41.
[14] Faessler A, Fern'andez F, Lubeck G, Shimizu K. Phys Lett B, 201,112:201.
[15] Fern'andez F, Valcarce A, Straub U, et al. J Phys G, 1993,19:2013.
[16] Valcarce A, Faessler A, Fernández F. Phys Lett B, 1995, 256:367.
[17] Entem D R, Fernández F, Valcarce A. Phys Rev C, 2000, 62:034002.
[18] Entem D R, Fernández F, Valcarce A. Phys Rev C, 2003,67:014001.
[19] Valcarce A, et al. Rept Prog Phys, 2005, 68:965.
[20] Straub U, et al. Nucl Phys A, 1988, 483:686; 1990,508:385c.
[21] Zhang Z Y, Faessler A, Straub U, et al. Nucl Phys A, 1994,578:573.
[22] Zhang Z Y, Yu Y W, Shen P N, et al. Nucl Phys A, 1997,625:59. Dai L R, Zhang Z Y, Yu Y W, et al. Nucl Phys A, 2003,727:321.
[23] Wang F, Wu G H, Teng L J. Phys Rev Lett, 1992,69:2901; Wu G H, Teng L J, Ping J L, et al. Phys Rev C, 1996,53:1161; Ping J L, Wang F, Goldman T. Nucl Phys A, 1999,657:95; Wu G H, Ping J L, Teng L J, et al. Nucl Phys A, 2000,673:279; Pang H R, Ping J L, Wang F, et al. Phys Rev C, 2001,65: 014003.
[24] Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. Prog Theor Phys, 1995,94:215; Phys Rev Lett, 1996,76:2242; Phys Rev C, 1996,54:2180; Fujita T, Fujiwara Y, Nakamoto C, et al. Prog Theor Phys, 1996,96: 463; Fujita T, Fujiwara Y, Nakamoto et al. Prog Theor Phys, 1996,96:653; Fujita T, Fujiwara Y, Nakamoto C, et al. Prog Theor Phys, 1998, 100:931; Fujiwara Y, Fujita T, Kohno M, et al. nucl-th/0101014; Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y, et al. Prog Theor Phys Suppl, 2004,156:17.
[25] Glozman L Y, Riska D O. Phys Rep, 2006, 268:263.
[26] Stancu F, Pepin S, Glozman L Y. Phys Rev D, 1998, 57:4393; Phys Rev C, 1999,60:055207; Wagenbrunn R F, Glozman L Y, Plessas, et al. Nucl Phys A, 2000,666:29c.
[27] Stoks V G J, Rijken T A. Phys Rev C, 1999,59:3009; Rijken T A. Nucl Phys A, 2001,691: 322c; Rijken T A, Polinder H, Nagata J. Phys RevC, 2002,66: 044008; Rijken T A. Phys Rev C, 2006,73:044007.
[28] Haidenbauer JMeißner U G. Phys Rev C, 72:044005.
[29] Stoks V G J, et al. Phys Rev C, 1994,49:2950.
[30] Wiringa R B, et al. Phys Rev C, 1995,51:38.
[31] Machleidt R, Sammarruca F, Song Y. Phys Rev C, 1996,53:1483.
[32] Machleidt R, Sammarruca F, Song Y. Phys Rev C, 1996,53:1483; Machleidt R. Phys Rev C, 2001,63:024001.
[33] Stoks V G J, et al. Phys Rev C, 1993,48:792.
[34] Feldmeier H, Neff T, Roth R, et al. Nucl Phys A, 1998,632:61.
[35] Neff T, Feldmeier H. Nucl Phys A, 2003,713:311.

[36] Bogner S K, Kuo T T S, Schwenk A. Phys Rept, 2003,386:1.

[37] Ordóñez C, van Kolck U. Phys Lett B, 1992,291:459.

[38] Ordóñez C, Ray L, van Kolck U. Phys Rev Lett, 1994,72:1982; Phys Rev C, 1996,53:2086.

[39] da Rocha C A, Robilotta M R. Phys Rev C, 1994,49:1818; Phys Rev C, 1995,52:531; Robilotta M R, da Rocha C A. Nucl Phys A, 1997,615:391.

[40] Ballot J L, et al. Phys Rev C, 1998, 57:1574.

[41] Kaiser N, et al. Nucl Phys A, 1997,625:758; Nucl Phys A, 1998,637:395.

[42] Kaiser N. Phys Rev C, 1999,61:014003; Phys Rev C, 2000,62:024001; Phys Rev C, 2001,64:057001; Phys Rev C, 2002,65:017001.

[43] Epelbaum E, et al. Nucl Phys A, 1998,637:107; Nucl Phys A, 2000,671:295.

[44] Epelbaum E, et al. Eur Phys J A, 2002,15:543.

[45] Epelbaum E et al. nucl-th/030810.

[46] Entem D R, Machleidt R. Phys Lett B, 2002,524:93;Phys Rev C, 2002,66:014002.

[47] Entem D R, Machleidt R. Phys Rev C, 2003,68:041001.

[48] Hess W N, Rev Mod Phys, 1958,30:368.

[49] Stoks V G J, Klomp R A M, Rentmeester M C M, et al. Phys Rev C, 1993,48:792.

[50] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Phys Rev C, 2000,62:034005.

[51] Bystricky J, Lechanoine-Leluc C, Lehar F. J Phys, 1987,48:199.

[52] Rentmeester M C M, Timmermans R G E, de Swart J J. Phys Rev C, 2003,67:044001.

[53] NN-OnLine, http://nn-online.org.

[54] Rentmeester M C M, Timmermans R G E, de Swart J J. Phys Rev C, 2001,64:034004.

[55] Nagels M M, Rijken T A, de Swart J J. Phys Rev D, 1978,17:768.

[56] Rentmeester M C M, Timmermans R G E, Friar J L, et al. Phys Rev Lett, 1999,82:4992.

[57] Machleidt R. Phys Rept, 1987,149:1.

[58] Machleidt R. Adv Nucl Phys, 1989,19:189.

[59] Machleidt R. Phys Rev C, 2001,63:024001.

[60] Coon S A, Scadron M D. Phys Rev D, 1990,42:2256.

[61] Liu K F, et al. Phys Rev Lett, 1995,74:2172.

[62] Carlson J, Schiavilla R. Rev Mod Phys, 1998,70:743.

[63] Lev F W, Pace E, Salme G. Phys Rev Lett, 1999,83:5250.

[64] Wiringa R B, Smith R, Ainsworth T. Phys Rev C, 1984,29:1207.

[65] Stoks V G J, Klomp R A M, Rentmeester M C M, et al. Phys Rev C, 1993,48:792.

[66] Arndt R A, Roper L D, Workman R L. Phys Rev D, 1992,45:3995.

[67] Bugg D V, Bryan R A. Nucl Phys A, 1992,540:449.

[68] Henneck R. Phys Rev C, 1993,47:1859.

[69] Hagiwara K, et al. Phys Rev D, 2002,66:010001.

[70] Weinberg S. Phys Lett B, 1990,251:288; Nucl Phys B, 1991,363:3.

[71] Georgi H. Ann Rev Part Sci, 1994,43:209; Epelbaum E, Hammer H W, Meißner U G. Rev Mod Phys, 2009,81:1773 - 1825.

[72] Kaiser N. Phys Rev C, 2000,61:014003;nuclth/9910044.f
[73] Epelbaum E. Prog Part Nucl Phys, 2006,57:654 - 741.
[74] Machleidt R, Entem D R. J Phys G Nucl Phys, 2005,31:S1235.
[75] Machleidt R, Entem D R. Journal of Physics: Conference Series, 2005,20:77.
[76] Entem D R, Machleidt R. Phys Rev C, 2003,68:041001.
[77] Machleidt R. Phys Rev C, 2001,63:024001.
[78] Entem D R, Machleidt R. Phys Rev C, 2003,68:041001.
[79] Epelbaum E, et al. Nucl Phys A, 2005,747:362.
[80] Stoks V G J, et al. Phys Rev C, 1993,48:792.
[81] SAID, solution SM99, 1999.
[82] Wolfenstein L. Ann Rev Nucl Sci, 1956,6:43.
[83] Ohlsen G G. Rept Prog Phys, 1972,35:717.
[84] Smith R D, in Spin Observables of Nuclear Probes. Plenum, New York, 1988.
[85] Rathmann F, el al. Phys Rev C, 1998,58:685.
[86] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Phys Rev C, 2000,62:034005.
[87] Bystricky J, Lechanoine-Leluc C, Lehar F. Eur Phys J C, 1998, 4: 607; Lehar F, private communication, 1998.
[88] The full database and numerous PWAs with potential models can be accessed via ssh call to the SAID facility gw-dac. phys. gwu. edu, with userid: said (no password), or a link to the website: http://gwdac. phys. gwu. edu.
[89] Albers D, et al. Eur Phys J A, 2004,22:125.
[90] Altmeier M, et al. Eur Phys J A, 2005,23:351.
[91] Bauer F, et al. Phys Rev C, 2005, 71:054002.
[92] Allgower C E, et al. Phys Rev C, 2000,62:064001.
[93] Allgower C E, et al. Phys Rev C, 2001,64:034003.
[94] Arndt R A, et al. Phys Rev C, 2007,76:025209.
[95] Albers D, et al. Phys Rev Lett, 1997,78:1652.
[96] Altmeier M, et al. Phys Rev Lett, 2000,85:1819.
[97] Bauer F, et al. Phys Rev Lett, 2003,90:142301.
[98] Allgower C E, et al. Eur Phys J C, 1998,1:131.
[99] Allgower C E, et al. Phys Rev C, 1999,60:054001,054002.
[100] Allgower C E, et al. Phys Rev C, 2000,62:064001; 2001,64:034003.
[101] Eyser K O, Machleidt R, Scobel W. Eur Phys J A, 2004,22:105.
[102] Bjorken J D, Drell S D. Relativistic Quantum Mechanics. McGraw-Hill, New York, 1964.
[103] Machleidt R. in Computational Nuclear Physics 2—Nuclear Reactions. New York: Springer, 1993.
[104] Salpeter E E, Bethe H A. Phys Rev, 1951,84:1232.
[105] Thompson R H. Phys Rev D, 1970,1:110.
[106] Salpeter E E, Bethe H A. Phys Rev, 1951,84:1232.

[107] Kubis J J. Phys Rev D, 1972,6:547.
[108] Fleischer J, Tjon J A. Nucl Phys B, 1975,84:375.
[109] Fleischer J, Tjon J A. Phys Rev D, 1979,21:87.
[110] Yamaguchi Y. Phys Rev, 1954,95:1628.
[111] Yamaguchi Y, Yamaguchi Y. Phys Rev, 1954,95:1635.
[112] Ernst D J, Shakin C M, Thaler R M, et al. Phys Rev C, 1973,8:2056.
[113] Haidenbauer J, Plessas W. Phys Rev C, 1983,27:63.
[114] Haidenbauer J, Plessas W. Phys Rev C, 1984,30:1822.
[115] Schwarz K, Haidenbauer J, Frohlich J. Phys Rev C, 1985,33:456.
[116] Mathelitsch L, Plessas W, Schweiger M. Phys Rev C, 1982,26:65.
[117] Rupp G, Tjon J A. Phys Rev C, 1990,41:472.
[118] Lee T S H. Phys Rev C, 1984,29:195.
[119] van Faassen E E, Tjon J A. Phys Rev C, 1984,30:285.
[120] Haar B, Malfliet R. Phys Rept, 1987,149:207.
[121] Elster C, et al. Phys Rev C, 1988,38:1828.
[122] Albers D, et al. Phys Rev Lett, 1997,78:1652.
[123] Altmeier M, et al. Phys Rev Lett, 2000,85:1819.
[124] Bauer F, et al. Phys Rev Lett, 2003,90:142301.
[125] Bauer F, et al. Phys Rev C, 2005,71:054002.
[126] Lehar F, Phys J Colloques, 1985,46:C2 - 427.
[127] Ball J, et al. Eur Phys J C, 1999,11:51.
[128] Arndt R A, et al. Phys Rev C, 1997,56:3005.
[129] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Phys Rev C, 2000,62:34005.
[130] Bystricky J, Lehar F, Lechanoine-LeLuc C. Eur Phys J C, 1998,4: 607.
[131] Altmeier M, et al. Phys Rev Lett, 2000,85:1819.
[132] Bauer F, et al. Phys Rev Lett, 2003,90:142301.
[133] Eyser K O, Machleidt R, Scobel W. Eur Phys J A, 2004,22:105.
[134] Haidenbauer H et al. Phys Rev C, 1993,48:2190.
[135] Hadjimichef D, Haidenbauer J, Krein G. Phys Rev C, 2002,66:055214.
[136] Hadjimichef D, Haidenbauer J, Krein G. Phys Rev C, 2001,63:035204.
[137] Stoks V G J, Klomp R A M, Rentmeester M C M, et al. Phys Rev C, 1993,48:792.
[138] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Scattering Analysis Interactive Dial-in computer facility. George Washington University, SP03, 2003; for a recent published analysis, see: Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Phys Rev C, 2000,62:034005.
[139] Farrar G R, Gottlieb S, Sivers D, et al. Phys Rev D, 1979,20:202; Brodsky S J, Carlson C E, Lipkin H. Phys Rev D, 1979,20:2278.
[140] Krisch A D. Scientific American, 1979,240:68; Fernow R C, Krisch A D. Ann Rev Nucl Part Sci, 1981,31:107; Cameron P R, et al. Phys Rev D, 1985,32:3070; Crabb D G, et al. Phys Rev Lett, 1988,60:2351.

[141] von Geramb H V, Amos K A, Labes H, et al. Phys Rev C, 1998,58:1948.
[142] Neudachin V G, Yudin N P, Obukhovsky I T, et al. Phys Rev C, 1991,43:2499.
[143] Funk A, von Geramb H V, Amos K A. Phys Rev C, 2001,64:054003.
[144] Knyr V A, Neudachin V G, Khokhlov N A. Phys Atom Nucl, 2006,69: 2034.
[145] Buttimore N H, Kopeliovich B Z, Leader E, Soffer J, et al. Phys Rev D, 1999,59:114010.
[146] Kochelev N I, Min D P, Oh Y, et al. Phys Rev D, 2000,61:094008.
[147] Kharzeev D, Levin E. Nucl Phys B, 2000,578:351.
[148] Donnachie A, Landshoff P V. Phys Lett B, 2001,518:63.
[149] Donnachie A, Landshoff P V. Phys Lett B, 2004,595:393.
[150] Cudell J R, Lengyel A, Martynov E. Phys Rev D, 2006,73:034008.

第6章

中高能质子与原子核的相互作用

§6.1 引言

核子是研究原子核最常用的探针。按照传统的看法，原子核是一个由质子和中子组成的强相互作用的体系。这些质子和中子是如何相互作用的，以至于能构成原子核？研究这样一个体系的性质以及它的激发方式(excitation mode)是原子核物理的基本任务。这里既涉及到复杂的多体问题，又涉及到对于 NN 相互作用的认识。NN 相互作用是核物理和粒子物理的一个基本问题。用核子作探针来研究原子核，不仅可以认识原子核的基本性质，同时又可以提供 NN 相互作用的信息。这两方面的任务又是密切联系在一起的。在核物理中，对于 NN 力的精确理解将导致对原子核性质更好的认识。按照现在的认识，核子是由夸克组成的，夸克的运动是满足量子色动力学的，对于 NN 相互作用的认识又最终与认识强子结构相关联。中高能质子与原子核的作用一直是探索原子核的一个基本手段[1]。

质子与原子核(pA)的作用可以按能量区分为低能核反应和中高能核反应。通常把入射质子的动能为几个 MeV 到几十 MeV 的核反应称为低能核反应，这时可以开放的反应道(reaction channel)为弹性散射和非弹性激发以及敲出一个或几个核子的敲出反应或粒子转移反应等等。当入射质子的能量高于介子产生的阈能时，质子与原子核的碰撞可以产生介子，这时，人们通常把这种反应归为中能核反应，当入射质子的能量远远高于原子核中核子的结合能时，原子核的性质在反应过程中又变得不太重要。所以，从探测原子核的角度来看，入射质子的能量又不需要太高。人们常把入射质子的能量高于介子产生的阈能的核过程称之为中高能 pA 相互作用。然而，能量的区分在不同的时期是不一样的，早期的高能，现在只能算上中能，甚至低能。质子与原子核的作用可以按反应机制(reaction mechanism)区分为直接反应(direct reaction)，复合核反应(compound reaction)或预平衡反应(pre-compound reaction)。当入射能量较低的时候，有利于复合核的形成与衰变；当入射能量较高时，常显现直接相互作用的特点，预平衡反应通常在入射能量为几十 MeV 表现突出。这里将着重讨论中高能质子与原子核的相互作用。

为了研究中高能核子引起的核反应的特点，我们先讨论一下核子在核物质内的有效平均自由程。核子在核物质内的有效平均自由程是指一个核子在核物质中平均走多远可能与核物质中的核子发生作用，它可以定义为 $\lambda_{\text{eff}} = \frac{1}{\langle\sigma\rangle\rho}$。这里 ρ 是核物质的密度，$\langle\sigma\rangle$ 是核物质中 NN 平均截面。从自由的 NN 截面出发，考虑了核物质的多体修正，包括核子的费米运动，多体核子系统受到的泡利不相容原理(Pauli exclusion principle)的限制等等，可以得到 $\langle\sigma\rangle$。利用得到的有效截面，发现核子在核物质内的有效平均自由程(mean free path)随着入射能量的增加而减小最后趋于常数，在 1 GeV 以下大约为 2～5 fm[2]。利用得到的有效平均自由程，我们讨论一下，一个核子在核物质中可以发生的碰撞次数。在半经典近似下，入射粒子在核内发生 n 次碰撞的几率可以写为

$$W_n = \frac{1}{\pi\langle r^2\rangle}\int_0^\infty \mathrm{d}^2 b\,\frac{T(b)^n}{n!}, \tag{6.1}$$

其中 $T(b)$ 为

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}z}{\lambda_{\text{eff}}}\,\frac{\rho(b,\ z)}{\rho(0)}。 \tag{6.2}$$

假定原子核的密度分布是均方根半径 $\langle r^2\rangle^{1/2}$ 的高斯分布，则可得入射质子与原子核发生 n 次碰撞得几率为

$$W_n = \frac{2}{3n}\left[1 - e^{-T_0}\sum_{j=1}^{n-1}\frac{T_0^j}{j!}\right], \tag{6.3}$$

其中 T_0 的表达式由下式给出，

$$T_0 = \sqrt{\frac{2}{3}\pi}\,\frac{\langle r^2\rangle^{1/2}}{\lambda_{\text{eff}}}。 \tag{6.4}$$

可以估算，当能量较高时，入射质子在一般重量的原子核内有可能发生多于一次的碰撞。实验也表明，由于多次碰撞的相干效应，中高能质子与核的散射出现绕射特征，这是中高能 pA 散射的一个特点。

中高能 pA 碰撞的另一个特点是多道开放。既有弹性道，又有非弹性道，粒子转移反应道，还常有介子产生。我们知道，介子与核子以及核子激发态(excited nucleon state)有强的耦合，这样在研究中高能质子与原子核作用时，就要考虑非核子自由度。由于这些介子和重子激发态是在核内产生的，研究质子与原子核作用又提供了提取核内介子和重子激发态性质的机遇。

当入射核子的能量不是太高时，质子与原子核的相互作用可以用薛定谔方程来描述。近年的研究表明，即使对于中能质子与原子核的相互作用，狄拉克方程可以给出更好的描述，特别是对于自旋相关的观测量。所以，研究中高能质子与原子核作用，要面临多重散射的问题，非核子自由度的问题以及相对论效应的问题等等。

§6.2　NN 相互作用的简单回顾

NN 相互作用是研究质子与原子核相互作用的基础。在上一章，已经对 NN 相互作用研究的进展做了系统的介绍。现在我们简单回顾一下 NN 碰撞的各种现象。

6.2.1　NN 弹性散射

NN 相互作用最简单的过程是弹性散射，弹性散射实验提供了 NN 相互作用最直接的信息。对于一个确定的能量和角度，NN 弹性散射可以用散射矩阵来描述。假定宇称守恒(parity conservation)和时间反演不变性(time reversal invariance)，散射矩阵可以写成下面最一般的形式，

$$M(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}')=a+b(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{n})+c(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{n}+\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{n})+m(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{n}\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{n})$$
$$+e(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{K}\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{K})+f(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{P}\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{P}),\qquad(6.5)$$

其中，$\boldsymbol{k}$ 和 $\boldsymbol{k}'$分别是质心系初态和末态核子的动量，$\boldsymbol{\sigma}_1$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_2$ 分别是两个核子的自旋，$\boldsymbol{n}=\boldsymbol{k}'\times\boldsymbol{k}/|\boldsymbol{k}'\times\boldsymbol{k}|$、$\boldsymbol{K}=(\boldsymbol{k}'+\boldsymbol{k})/|\boldsymbol{k}'+\boldsymbol{k}|$和 $\boldsymbol{P}=(\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k})/|\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}|$是三个正交的单位向量。$a$，$b$，$c$，$m$，$e$，$f$ 是六个复数，通常称之为沃夫斯坦参数。这些参数随着入射能量和散射角的改变而改变。对于 pp 散射，两个粒子是全同粒子，$b=0$，所以上式中有 5 个待定的复数。由于总的相位是不重要的，所以，对于一个确定入射能量的 pp 散射，在每一个散射角都需要九个独立的测量来完全确定这九个数。在介子产生以下的能量，我们还可以进一步用幺正性条件进一步限制，则完全测量需要有 5 个实验。不极化的微分截面 $\sigma(\theta)$ 和极化度 $P(\theta)$是决定沃夫斯坦参数的基本测量。此外，自旋关联和三次散射测量也是需要的[3]。

对于各种实验结果的一种分析方法是相移分析(phase shift analysis)。对 NN 散射，由于核子具有 1/2 自旋，系统的总自旋 S 可以是 0 或 1。当 $S=0$ 时，总角动量 J 等于轨道角动量 L。当 $S=1$ 时，$J=L\pm1$。对于 pp 散射，总同位旋 $T=1$，通常把分波符号记为$^{2S+1}L_J$。由于泡利不相容原理的限制，则可能的分波为 S_{01}，P_{03}，P_{13}，P_{23}，D_{21}，F_{23}，F_{33}，F_{43}，等等。Livermore 小组已经对现有的实验进行了相移分析，得到了 700 MeV 以下 $T=0$ 和 $T=1$ 的低分波相移[4]。

描述 NN 散射的直接办法是 NN 相互作用势。最早构建这个相互作用势的想法是单 π 交换。很快人们发现，为了解释 S_{01}相移的行为和 NN 散射中的极化，需要在 NN 相互作用势中有一个排斥心和自旋-轨道耦合作用，而单 π 交换势不可能得到短程排斥和大的自旋-轨道耦合作用。随着新的介子的不断发现，单玻色子交换势发展起来。到目前为止，仅考虑 π、ρ、ω、η、φ 以及 σ 等介子的交换是不够的，还需要引入一些唯象的参数。当前，较好描述实验的 NN 相互作用势是这种基于单玻色交换的半微观半唯象的

势，例如，Paris 力[5]，Bonn 力[6]以及 Nijmegen 力[7]。

对 NN 短程相互作用的微观研究当推夸克模型研究。按照现在的认识，核子是由三个夸克组成的，核子之间相互作用本质上是一个核子内的夸克与另一个核子内的夸克作用的表现。我们知道，夸克之间是通过交换胶子发生作用的，它们的动力学是 QCD。认识强作用的本质应该从 QCD 出发，考虑夸克-胶子自由度。由于量子色动力学非微扰求解的困难以及对夸克禁闭的认识尚不清楚，从 QCD 出发研究 NN 相互作用还不现实。然而，基于夸克模型对于核力短程行为的认识已经有了很大进展[8]。

6.2.2 NN 非弹性反应

从 pp 作用的总截面可以看出，当入射质子的能量较低时，pp 作用只有弹性散射。随着入射能量的升高，各种反应道陆续打开，非弹性截面(inelastic cross section)迅速增加，如图 6－1 所示。

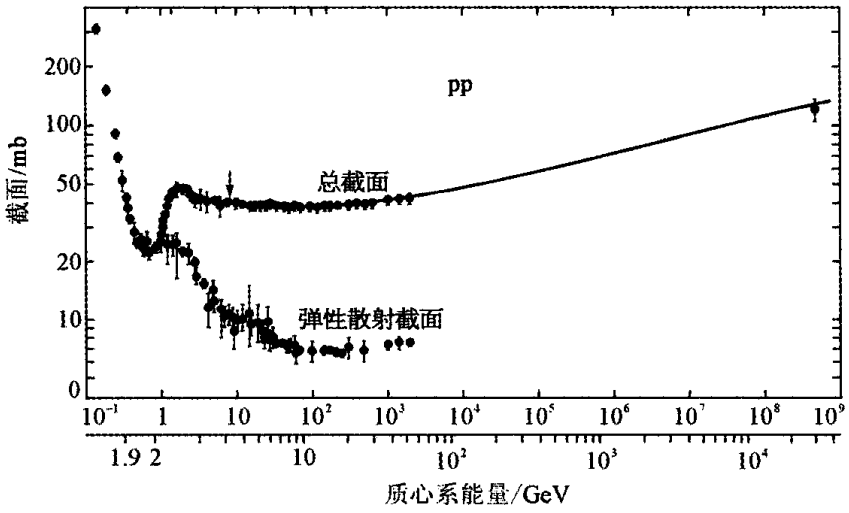


图 6－1　pp 总截面　图中横坐标为质心系能量，纵坐标为截面。

在 300 MeV 以下，pp 碰撞仅有韧致辐射这一个非弹性道，即 $p+p\rightarrow p+p+\gamma$。中子虽然不带电荷，但有电偶极矩(electric dipole moment)，所以，np 碰撞也可以有韧致辐射。这些过程的截面都非常小，只有弹性截面的 10^{-5} 的量级，所以，在分析 NN 散射时常常被忽略。当能量在 290 MeV 附近时，NN 碰撞中就有可能产生 π 介子，见下列关系式：

$$p+p\rightarrow p+p+\pi^0, \tag{6.6}$$

$$p+p\rightarrow p+n+\pi^+, \tag{6.7}$$

$$p+p\rightarrow d+\pi^+, \tag{6.8}$$

$$p+n\rightarrow p+n+\pi^0, \tag{6.9}$$

$$p+n\rightarrow n+n+\pi^+, \tag{6.10}$$

$$p + n \rightarrow d + \pi^0, \tag{6.11}$$

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^-。 \tag{6.12}$$

π 介子产生截面随着入射能量的升高而迅速上升，到 900 MeV 时，π 介子产生的截面可以与 NN 弹性截面一样大。当入射能量为 590 MeV 时，从运动学上讲，双 π 介子产生就有可能。当能量进一步提高，其他较重介子的产生成为可能，表 6－1 给出了不同介子产生的入射质子的阈动量。

表 6－1　pp 碰撞产生介子的反应中不同末态的阈动量

末态	P_{thr}(MeV)	末态	P_{thr}(MeV)
$pp\pi^0$	776.54	$p\Sigma^+K^0$	2 568.57
$d\pi^+$	788.85	$pp\rho^0$	2 626.89
$pn\pi^+$	786.21(292)	$pp\omega$	2 667.82
$pn\pi^+\pi^0$	1 209.16	$pp\eta'$	3 207.41
$pp\pi^+\pi^-$	1 218.74	ppK^+K^-	3 301.56
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	1 603.56	ppK^0K^0	3 327.13
$pp\eta$	1 981.58	$pp\phi$	3 403.93
$p\Lambda^0K^+$	2 339.04	$p\Lambda^0K^{*+}$	3 563.36
$P\Sigma^0K^+$	2 566.06	$p\Sigma^+K^{*0}$	3 820.46

研究 NN 碰撞的介子产生过程，同位旋守恒起到重要作用。下面讨论一下由于同位旋守恒导致的各种不同的初末态截面之间的关系。由于质子和中子是满足 SU(2)对称的同位旋二重态，一个两核子系统的总同位旋可以是 1 或 0。假定在介子产生的强作用过程中同位旋是守恒的，用 $\sigma_{t_i t_f}$ 表示从两核子同位旋为 t_i 的状态到达两核子同位旋为 t_f 的状态的介子产生截面，这个截面可以有 σ_{11}、σ_{10} 和 σ_{01}。对于 pp 碰撞产生 π 介子的反应，初态同位旋 $t_i=1$，而 pp 碰撞产生 π 介子的末态总同位旋可以不同。到达不同电荷状态 π 介子的反应截面可以写为：

$$\sigma(p + p \rightarrow p + p + \pi^0) = \sigma_{11}, \tag{6.13}$$

$$\sigma(p + p \rightarrow d + \pi^+) = \sigma_{10}(d), \tag{6.14}$$

$$\sigma(p + p \rightarrow n + p + \pi^+) = \sigma_{10}(np) + \sigma_{11}, \tag{6.15}$$

其中 $\sigma_{10}(d)$是当末态的质子和中子形成束缚的氘核时的截面，$\sigma_{10}(np)$是当末态的质子和中子不形成束缚态时的截面，而 $\sigma_{10}=\sigma_{10}(np)+\sigma_{10}(d)$。对于不同电荷的 NN 初态，同样存在下列关系式：

$$\sigma(n + p \rightarrow n + p + \pi^0) = \frac{1}{2}[\sigma_{10}(np) + \sigma_{01}], \tag{6.16}$$

$$\sigma(n+p\rightarrow d+\pi^0)=\frac{1}{2}\sigma_{10}(d), \tag{6.17}$$

$$\sigma(n+p\rightarrow n+n+\pi^+)=\frac{1}{2}[\sigma_{01}+\sigma_{11}], \tag{6.18}$$

$$\sigma(n+p\rightarrow p+p+\pi^-)=\frac{1}{2}[\sigma_{01}+\sigma_{11}], \tag{6.19}$$

$$\sigma(n+n\rightarrow n+n+\pi^0)=\sigma_{11}, \tag{6.20}$$

$$\sigma(n+n\rightarrow d+\pi^-)=\sigma_{10}(d), \tag{6.21}$$

$$\sigma(n+n\rightarrow n+p+\pi^-)=\sigma_{10}(np)+\sigma_{11}。 \tag{6.22}$$

对于单 π 介子产生，从上面这些关系可以看出：(1)不存在两核子同位旋为 0 的状态到达两核子同位旋为 0 的状态的跃迁，即没有 σ_{00}；(2)np 碰撞中，π^+ 和 π^- 产生截面相等；(3)在 np 碰撞中产生氘的单 π 介子产生截面是 pp 碰撞产生氘的单 π 介子产生截面的一半。图 6－2 给出不同能量的 pp 碰撞产生 π^+ 和 π^0 的总截面实验结果。在阈能(threshold energy)附近，它们可以参数化为[9]如下的关系式：

$$\sigma_{\pi^+}(\mathrm{mb})=0.95\eta_m^4+0.099\eta_m^6+0.204\eta_m^8, \tag{6.23}$$

$$\sigma_{\pi^0}(\mathrm{mb})=0.032\eta_m^2+0.040\eta_m^6+0.047\eta_m^8, \tag{6.24}$$

其中，η_m 是以 $m_\pi C$ 为单位的 π 介子质心系的最大动量。

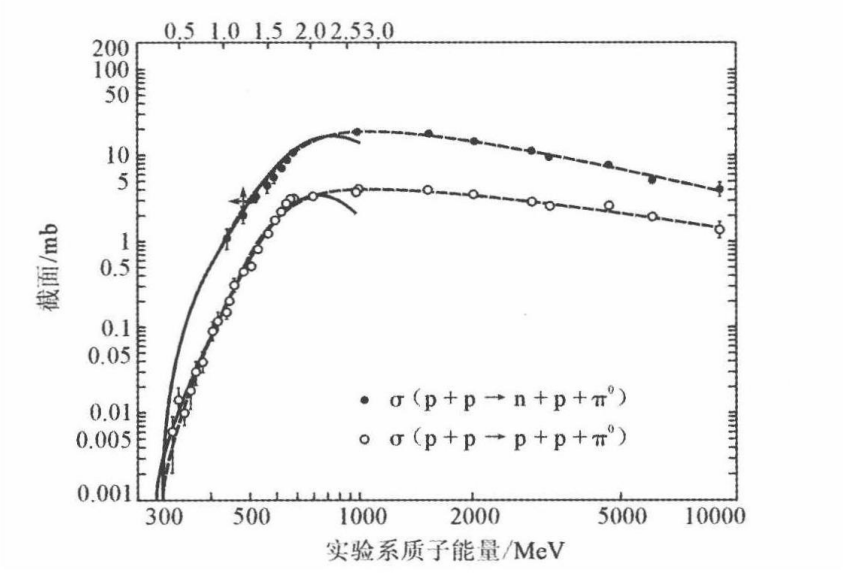


图 6－2　不同实验室能量的 pp 碰撞产生 π^+ 和 π^0 的总截面
图的上方标出了相应质子能量下出射 π 介子的最大动量。

人们对 NN 碰撞中单 π 产生机制已经进行了深入的研究。主要是基于 NN 之间的

介子交换引起一个核子激发为核子共振态(resonance state),然后这个共振态衰变成 π 介子和核子。在第 7 章我们会看到,当产生的 π 介子能量小于 400 MeV 时,π 介子和核子耦合成 $T=3/2$、$T=3/2$ 的核子共振态特别强。所以,可以预期,NN 碰撞产生 π 介子的过程中,$T=3/2$、$T=3/2$ 的共振态(Δ_{33})的激发起到非常重要的作用。π 介子产生可以看成两步过程,第一步是 NN 通过介子交换发生作用,使一个核子激发成 Δ_{33},第二步是 Δ_{33} 衰变为一个介子和另一个核子。由于中间态一个 Δ_{33} 和一个核子的总同位旋可以是 1 或 2,但不能为 0。pp 系统的总同位旋只能为 1,而 np 系统总同位旋可以为 1 或 0。可以预计,同位旋为 0 的 pn 碰撞中,不可能激发 Δ_{33}。比较 np 碰撞和 pp 碰撞,可以得到 Δ_{33} 的信息。当入射核子的能量进一步提高时,其他的核子激发态的作用变得突出。所以,在 20 世纪 70 年代以前,NN 产生 π 介子的非弹性碰撞在发现和研究核子激发态方面起到了重要作用。

在 600 MeV 附近,NN 碰撞中产生双 π 介子的反应在运动学上是可能的。例如,对于 pp 碰撞可以有下列反应:

$$\mathrm{p+p\rightarrow p+p+\pi^{+}+\pi^{-}}, \tag{6.25}$$

$$\rightarrow \mathrm{p+p+\pi^{0}+\pi^{0}}, \tag{6.26}$$

$$\rightarrow \mathrm{n+n+\pi^{+}+\pi^{+}}, \tag{6.27}$$

$$\rightarrow \mathrm{n+p+\pi^{+}+\pi^{0}}, \tag{6.28}$$

$$\rightarrow \mathrm{d+\pi^{+}+\pi^{0}}。 \tag{6.29}$$

同样,对于 np 碰撞可以有下列反应:

$$\mathrm{n+p\rightarrow n+p+\pi^{+}+\pi^{-}}, \tag{6.30}$$

$$\rightarrow \mathrm{n+p+\pi^{0}+\pi^{0}}, \tag{6.31}$$

$$\rightarrow \mathrm{n+n+\pi^{+}+\pi^{0}}, \tag{6.32}$$

$$\rightarrow \mathrm{p+p+\pi^{0}+\pi^{-}}, \tag{6.33}$$

$$\rightarrow \mathrm{d+\pi^{0}+\pi^{0}}, \tag{6.34}$$

$$\rightarrow \mathrm{d+\pi^{+}+\pi^{-}}。 \tag{6.35}$$

这些反应已经积累了不少数据[10]。

研究 NN 碰撞中双 π 介子产生还可以得到其他介子产生的信息,像 σ、ρ、$f_0(980)$和 $a_0(980)$。由于这些轻的介子与 ππ 介子有强的耦合,分析末态两个 π 介子的不变质量谱和角分布,可以得到 σ、ρ、$f_0(980)$和 $a_0(980)$等介子产生的信息,例如可以精确测定这些粒子的性质。

6.2.3　NN 碰撞中的 K、η、ω 和 φ 介子产生

如表 6-1 所示,在更高的入射能量,K、η、ω 和 φ 介子产生都成为可能,近年来在阈能附近能量的实验研究也取得了长足的进展[11, 12]。

K 和 η 介子与 π 介子同属于一个 SU(3)分类的赝标介子(pseudoscalar meson),在研究了 NN 碰撞中的 π 介子产生的同时,自然地要研究 K 和 η 介子的产生。K 介子是带有奇异数的粒子,由于强作用过程中奇异数应守恒,NN 碰撞中 K 介子的产生要伴随另一个带奇异数的重子产生。pp 碰撞中 K^+ 介子产生要伴随 Λ(Σ)粒子的产生,即

$$p + p \rightarrow K^+ + \Lambda + p, \tag{6.36}$$

$$p + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + p。 \tag{6.37}$$

按照目前的认识,NN 碰撞中的 K、η、ω 和 φ 介子产生可以看成两步过程,第一步是 NN 通过介子交换发生作用,使一个核子激发,第二步是这个激发态衰变为一个介子和另一个重子。在 N^* 激发模型下,近年来,人们对阈能附近 pp 碰撞中 K^+ 介子产生进行了一系列的实验研究。在 N^* 激发模型下,利用单玻色子交换,人们对于这个过程也进行了很多研究。

刘伯超和邹冰松[13]仔细研究了现有的理论和实验的差别,发现在阈能附近,原有的理论截面低于实验的截面。结合他们在分析 J/Ψ 衰变中发现 $N^*(1535)$与 KΛ 有强的耦合,他们提出在分析 $p+p\rightarrow K^+ + \Lambda + p$ 反应时,需要考虑 $N^*(1535)$激发的贡献,利用分析 J/Ψ 衰变中得到的 $N^*(1535)$与 KΛ 的耦合常数,他们更好地解释了现有的实验。

在 π 介子产生的过程中,同位旋为 3/2 和 1/2 的核子激发态都有贡献,而 π 介子与 Δ_{33} 的耦合非常强。η 介子同位旋为 0,因此,ηN 只能与同位旋为 1/2 的系统耦合。如果 NN 碰撞中 η 介子产生是通过核子激发态的产生和衰变发生的,则这些中间态只能是同位旋为 1/2 的核子激发态。正因为这个特点,η 介子产生是同位旋为 1/2 的核子激发态的过滤器。

另一方面,在夸克层次上,与 π^0 介子相比较,η 介子具有奇异夸克成分,研究 η 介子产生有助于进一步认识 η 介子的性质。pp 碰撞中的 η 介子产生的实验和理论研究为精确认识 η 介子的性质提供了大量的信息。近年来,在阈能附近的 η 介子产生反应的实验和理论研究有了不少进展[11]。ηN 与 $N^*(1535)$的强耦合,使得 η 介子产生反应为研究 $N^*(1535)$这个核子激发态提供了有利的场所。

ω 和 φ 介子是矢量介子(vector meson),按照简单的夸克模型,核子的夸克结构是由三个 u, d 夸克构成,ω 介子几乎是由($u\bar{u}+d\bar{d}$)组成,而 φ 介子成分是纯 $s\bar{s}$。由于 φ 介子中没有 u, d 夸克成分,因此在 pp 碰撞中 $s\bar{s}$ 只能从真空中产生。从夸克层次来看,pp 碰撞中的 φ 介子产生包括不相连的夸克线,因此是 OZI 禁戒的,也就是说,与 ω 介子产生相比,pp 碰撞中的 φ 介子产生会有明显的压低。实验表明,pp 碰撞中 φ 介子产生截面比 OZI 禁戒的预言有明显的增强。如果核子中含有奇异夸克成分,情况就不一样了。所以,在一段时间里人们相信,比较 pp 碰撞中的 ω 和 φ 介子产生可以提供核子内部是否含有奇异夸克成分的信息。然而,仔细分析各种实验和理论结果发现,$N^*(1535)$具有独特的性质,它与 ηN 有很强的耦合,它与 KΛ 也有很强的耦合,对于 η' 产生的实验分析也要

求 $N^*(1535)$与 $\eta'N$ 有强的耦合。总之，$N^*(1535)$似乎与奇异介子或含有奇异成分的介子都有强的耦合。谢聚军等[14]假定 πN 和 NN 碰撞中 ϕ 介子产生主要是通过阈下 $N^*(1535)$激发发生的。在这样的模型假定下，他们很成功地解释了 πN 和 NN 碰撞中阈能附近 ϕ 介子产生的总截面和角分布。发现 $N^*(1535)$与 ϕN 有很强的耦合。

总之，NN 碰撞中的 K、η、ω 和 ϕ 介子产生的实验和理论研究仍然是当前的热门课题。NN 碰撞中介子产生的实验和理论研究是研究重子及其激发态的重要手段之一。对于 NN 弹性散射以及介子产生的统一分析对于认识 NN 相互作用以及各种重子激发态是很重要的。在这方面，更多的实验数据和更仔细的理论分析是十分有用的。

§6.3　中高能 pA 散射的理论处理

中高能 pA 相互作用中，截面最大的反应道是弹性散射，即 $p(\boldsymbol{p})+A\to p+A$。入射的质子可以是不极化的，也可以是极化的。实验上，在一系列靶核上的微分截面和极化(polarization)以及自旋转动参数等都有了很详尽的测量。人们期望，通过对这些实验的分析能得到 NN 作用以及原子核中核子分布的信息。理论上，由于从基本相互作用的角度看，中高能 pA 相互作用中多次散射的特点，各种多重散射理论都应用于这类过程的处理。然而，从低能核反应中发展的光学模型理论比较简单，人们还是首先借助唯象的光学模型对这些实验进行分析。

6.3.1　pA 散射的非相对论唯象光学模型描述

中高能质子与原子核的散射一方面可以提供 NN 相互作用的信息，另一方面又可以得到原子核结构的信息。研究表明，中能质子与原子核的散射是精确确定稳定原子核内物质分布的十分有用的方法。近年来，人们又用它来确定丰中子核、远离 β 稳定线核等奇特核(exotic nucleus)的物质分布。然而，质子与原子核组成的系统是一个复杂的多体系统，散射的机制又不是十分清楚，复杂的多体与散射机制这两方面的信息又交织在一起。一种简单的处理方法是把复杂的散射过程用一个粒子在一个复势场(光学势)中的运动来描述，一旦知道了这个光学势，求解一个势散射方程就可以得到各种实验观测量。在这种方法中，不考虑单个核子的行为，原子核被看成一个散射中心，非弹性的反应道的影响是通过在光学势中加入一个虚部来描述。在能量不是太高的情况下，粒子满足的运动方程是薛定谔方程，

$$\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}[E-U(r)]\psi=0, \tag{6.38}$$

其中 m 为系统的折合质量，U 为光学势，它可以是唯象的，也可以从微观的角度得到。微观光学势既反映了 NN 作用信息，又与原子核有关，通过与实验比较，可以提取这两方面的信息。唯象的光学势是假定一种形式，通过与实验比较来确定光学势的参数。唯象的

光学势通常包括两部分，中心部分和自旋-轨道耦合(spin-obit coupling)项，

$$U(r) = V_C(r) + iW_C(r) + [V_{SO}(r) + iW_{SO}(r)]\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{L}。 \tag{6.39}$$

核光学势的形状一般与原子核的物质分布相关。光学势中的参数通过拟合实验确定。这种方法早就用于 150 MeV 以下的核子与原子核的散射分析和核子与原子核之间扭曲波的计算。在这一方法中，所有的物理都包括在拟合实验得到的光学势的参数中。

6.3.2 沃森多重散射理论及光学势

虽然唯象光学势对于认识核子与原子核的散射提供了简便而有效的理论方法，但从微观角度得到这个光学势一直是人们追求的目标。在这个方向上，多重散射理论在认识光学势的道路上起着重要作用。

既然高能强子与原子核作用的一个重要特点就是入射强子与原子核中核子发生多次碰撞，人们在 20 世纪 60 年代就在研究处理多次碰撞的理论方法。沃森展开就是多次碰撞展开的一种形式[15]，它是许多反应理论以及微观光学势的基础。

考虑一个强子与一个 A 核子系统的散射，系统的总哈密顿量可以写为

$$H = T_0 + H_A + V \equiv H_0 + V。 \tag{6.40}$$

其中 T_0 是入射粒子的动能算符；V 是入射粒子与 A 核子系统的相互作用势，它是由入射粒子与 A 核子系统中每一个核子的作用势构成，即

$$V = \sum_{i=1}^{A} V_i(\boldsymbol{r}_0 - \boldsymbol{r}_i)。 \tag{6.41}$$

这里，$\boldsymbol{r}_0$ 是入射粒子的坐标，1，2$\cdots A$ 表示 A 个粒子的自由度(degree of freedom)。H_A 是 A 核子系统的哈密顿量，它由 A 核子系统中每一个核子的动能及两个核子之间的相互作用势构成，

$$H_A = \sum_{i=1}^{A} T_i + \sum_{i \neq j}^{A} V_{ij}。 \tag{6.42}$$

这个哈密顿量满足下面的本征方程：

$$H_A \mu_i(1,2,\cdots A) = \varepsilon_i \mu_i(1, 2, \cdots A)。 \tag{6.43}$$

$\mu_i(1,2,\cdots A)$是 A 个粒子系统的本征态，ε_i 是相应的本征能量。H_0 就是在不考虑入射粒子与 A -核子系统相互作用时，系统的哈密顿量，称之为零级哈密顿量。这时入射粒子和靶核组成系统的零级波函数为χ_i，本征能量为 E_i，满足下面的方程：

$$H_0\, \chi_i(1, 2, \cdots A) \equiv (T_0 + H_A)\, \chi_i(1, 2, \cdots A) = E_i\, \chi_i(1, 2, \cdots A)。 \tag{6.44}$$

其中存在下列关系式：

$$\chi_i(1,\ 2,\ \cdots\ A)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0}\mu_i(1,\ 2,\ \cdots A),\tag{6.45}$$

$$E_i=\frac{k^2}{2m}+\varepsilon_i。\tag{6.46}$$

$\boldsymbol{k}$ 是入射粒子的动量。考虑入射粒子与 A 核子系统相互作用时，系统的总哈密顿量满足下面的散射方程：

$$H\Psi\equiv(T_0+H_A+V)\Psi\equiv(H_0+V)\Psi=E\Psi,\tag{6.47}$$

或写为

$$(E-H_0)\Psi=V\Psi,\tag{6.48}$$

其中 Ψ 为系统的总波函数，E 为系统的总能量。入射粒子未与 A 核子系统相互作用前，A 核子系统处于基态，整个系统处于初态，初态波函数为

$$\chi_0(1,\ 2,\ \cdots\ A)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0}\mu_0(1,\ 2,\ \cdots\ A)。\tag{6.49}$$

那么，(6.47)式的散射解在形式上可以写为

$$\Psi=\chi_0+\frac{1}{E-H_0+\mathrm{i}\varepsilon}V\Psi,\tag{6.50}$$

定义格林算符(Green operator)，

$$G_0=\frac{1}{E-H_0+\mathrm{i}\varepsilon},\tag{6.51}$$

则可以将散射解进一步写为

$$\Psi=\chi_0+G_0V\chi_0+G_0VG_0V\chi_0+G_0VG_0VG_0V\chi_0+\cdots,\tag{6.52}$$

或简记为

$$\Psi=\chi_0+G_0V\Psi。\tag{6.53}$$

散射的 T 矩阵可以写为

$$T=V+VG_0V+VG_0VG_0V+\cdots,\tag{6.54}$$

或简写成

$$T=V+VG_0T。\tag{6.55}$$

这个方程常被称为李普曼-施温格尔方程。它是 T 矩阵的形式解。在形式上给出了一个入射强子与 A 个粒子系统的散射 T 矩阵。这个 T 矩阵是通过二体相互作用 $V(\boldsymbol{r}_0-\boldsymbol{r}_i)$ 和多次碰撞来实现的。利用相互作用势的表达式，即

$$V = \sum_{i=1}^{A} V_i(\boldsymbol{r}_0 - \boldsymbol{r}_i), \tag{6.56}$$

则 T 矩阵又可以重新写为

$$T \equiv \sum_{i=1}^{A} T_i = \sum_{i=1}^{A} V_i + \sum_{i=1}^{A} V_i G_0 T。 \tag{6.57}$$

T_i 形式上是入射强子与 A 个粒子系统中第 i 个粒子相互作用的 T 矩阵。由 T 的表达式

$$T = \sum_{i=1}^{A} (V_i + V_i G_0 T), \tag{6.58}$$

可得

$$T_i = V_i + V_i G_0 T。 \tag{6.59}$$

这是入射强子与 A 个粒子系统中第 i 个粒子相互作用的 T 矩阵。由于 T 和 G_0 是 A 个粒子系统有关的。因此，T_i 是与 A 个粒子系统有关的 T 矩阵，它不同于一般的二体相互作用的 T 矩阵。为了进一步讨论它与二体相互作用的 T 矩阵的关系，下面，我们定义一个入射强子与 A 个粒子系统中第 i 个束缚粒子相互作用的二体 T 矩阵，τ_i，它满足如下的方程：

$$\tau_i = V_i + V_i G_0 \tau_i, \tag{6.60}$$

或记为

$$(1 - V_i G_0)\tau_i = V_i。 \tag{6.61}$$

由此可得

$$\tau_i = \frac{V_i}{1 - V_i G_0}。 \tag{6.62}$$

注意，这个 τ_i 与我们一般讨论的二体自由离子散射的 t 矩阵有一点不同。因为，现在有一个粒子处于束缚态，格林函数不是自由的二体格林函数，而是多粒子的格林函数 G_0。通过简单的运算可以得到 T_i 与 τ_i 的关系，

$$T_i = \tau_i + \tau_i G_0 \sum_{j \neq 1}^{A} T_j。 \tag{6.63}$$

则可得 T 的表达式，

$$T \equiv \sum_{i=1}^{A} T_i = \sum_{i=1}^{A} (\tau_i + \tau_i G_0 \sum_{j \neq 1}^{A} T_j), \tag{6.64}$$

$$= \sum_{i=1}^{A} \tau_i + \sum_{i=1}^{A} \tau_i G_0 \sum_{j \neq i}^{A} (\tau_j + \tau_j G_0 \sum_{k \neq j}^{A} T_k)。 \tag{6.65}$$

最后可得

$$T=\sum_{i=1}^{A}\tau_i+\sum_{i\neq j=1}^{A}\tau_i G_0\tau_j+\sum_{i\neq j\neq k}^{A}\tau_i G_0\tau_j G_0\tau_k+\cdots。\tag{6.66}$$

这个式子便是按二体 τ_i 矩阵展开的入射强子与 A 个粒子系统相互作用的 T 矩阵表达式。是沃森最先提出来的，故人们称它为沃森多次展开。它形式上把入射强子与 A 个粒子系统的多次碰撞过程按二体碰撞的 τ_i 矩阵展开。第一项为一次碰撞，第二项为二次碰撞，以此类推。这个展开式可以有无穷多项。它的物理图像是：相邻的两次碰撞不发生在同一个粒子上，而同一个粒子可以在多次散射过程中多次、反复地被再碰撞。

沃森多次展开只是一种形式展开，在处理实际问题时遇到很多困难。首先，这里的 τ_i 和 G_0 都是多体算符，难以准确得到。此外，不可能计算到无穷多项。第一项对应于玻恩近似，比较简单。即使如此，在如何得到二体碰撞的 τ_i 矩阵时，也不是那么简单。在处理第二、第三项时，就必须考虑整个多体格林函数的作用，问题就更复杂了。但不管怎样，沃森多次展开为我们研究一些特定的物理问题给出了一个重要的基础。

一个常用的方法是光学势方法，即把上面的 V 约化为

$$V=\sum_{i=1}^{A}V_i(\boldsymbol{r}_0-\boldsymbol{r}_i)\equiv A\nu(\boldsymbol{r}_0-\boldsymbol{r}_i),\tag{6.67}$$

且满足

$$\tau=\nu+\nu G_0\tau,\tag{6.68}$$

$$\nu=\tau\frac{1}{1+G_0\tau}=\frac{1}{1+G_0\tau}\tau。\tag{6.69}$$

则可将 T 写为

$$T=\frac{1}{1-A\nu G_0}A\nu=A\nu\frac{1}{1-A\nu G_0}。\tag{6.70}$$

引入

$$T'=\frac{A-1}{A}T,\tag{6.71}$$

$$U^{(0)}=(A-1)\tau。\tag{6.72}$$

则 T'的表达式可写为

$$T'=U^{(0)}+U^{(0)}G^{(0)}U^{(0)}+U^{(0)}G^{(0)}U^{(0)}G^{(0)}U^{(0)}+\cdots,\tag{6.73}$$

T'则是 $U^{(0)}$ 满足的李普曼-施温格尔方程，一旦知道了 $U^{(0)}$，求解上述方程，就可以得到 T'，由(6.71)式得到 T。这是 Kerman，Mc Maunus 和 Thaler 最早提出的，常称为 KMT 理论[16]。

现在的任务是先求 τ，再从 $U^{(0)}=(A-1)\tau$ 得到 $U^{(0)}$，再求 T'，从而得到 T。τ 可以从自由的二体散射实验加上多体修正得到，也可以利用多体场论方法，从基本的二体作用

得到。

注意，原则上，在包括非弹性道的情况下，$U^{(0)}=(A-1)\tau$ 是一种矩阵形式。因此，T' 和 T 也是矩阵形式，李普曼-施温格尔方程将是一组耦合方程。

6.3.3 格劳伯多重散射理论

格劳伯多重散射理论(Glauber multiple scattering theory)是描述高能的入射粒子与多粒子系统的碰撞理论。它是一种近似而简便的方法。当入射粒子的能量远大于相互作用的强度时，入射粒子与多粒子系统中一个束缚核子的碰撞振幅可以用自由的二体振幅来代替。当入射粒子的能量足够高，它的波长远小于相互作用半径时，出射粒子主要在朝前方向。因此，在求解散射问题时，可以略去朝后散射波。在这样的近似下，可以得到一个比较简单的散射振幅的表达式。由于这是格劳伯首先提出的，故称为格劳伯多重散射理论[17]。由于它比较简单，而对于描述高能散射相当的成功，被广泛应用。下面对这一理论做简单介绍，先看一下高能势散射问题。考虑一个质量为 m 能量为 E 的粒子在中心势场 $V(r)$ 中散射，其散射的 T 矩阵满足下面的方程：

$$T = V + VG_0T。 \tag{6.74}$$

这里 G_0 是格林算符，在动量空间，它可以写为

$$G_0 = \frac{1}{\frac{\boldsymbol{k}^2}{2m} - \frac{\boldsymbol{k}'^2}{2m} + \mathrm{i}\varepsilon}, \tag{6.75}$$

其中 $k=\sqrt{2mE}$ 为入射粒子的动量，$\boldsymbol{k}'$ 为散射后粒子的动量。散射振幅可以表示为

$$f(\boldsymbol{q}) = -\frac{m}{2\pi}\langle \boldsymbol{k}' \mid T \mid \boldsymbol{k}\rangle, \tag{6.76}$$

其中 $\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'$ 为动量转移，$\boldsymbol{k}'^2 = k^2+q^2-2\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{q}$。这是一个积分方程，给定一个势函数，求解这个积分方程，可得散射振幅。在高能小角度的情况下，可以忽略格林算符中的 q^2 项，而只保留动量转移的线形项，即

$$G_0 \approx g_0^+ = \frac{1}{-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{q}/m + \mathrm{i}\varepsilon}。 \tag{6.77}$$

把这个格林算符变换到坐标空间，即有

$$g_0^+(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r})}\int \mathrm{d}^3q\,\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r})}}{-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{q}/m+\mathrm{i}\varepsilon}, \tag{6.78}$$

则进一步可得

$$g_0^+(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}) = -\frac{m}{k}\delta^{(2)}(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{b})\theta(z'-z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}k(z'-z)}。 \tag{6.79}$$

其中 $\boldsymbol{b}$ 为 $\boldsymbol{r}$ 在垂直方向的分量，即入射粒子的碰撞参数(impact parameter)。

θ 为下面的阶梯函数，

$$\theta(z'-z)=\begin{cases}1 & z'>z\\ 0 & z'<z\end{cases}。\tag{6.80}$$

把 $g_0^+(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r})$ 代入李普曼-施温格尔方程，可得

$$f(\boldsymbol{q})=\frac{\mathrm{i}k}{2\pi}\int \mathrm{d}^2b\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}[1-\mathrm{e}^{\mathrm{i}\chi(b)}]。\tag{6.81}$$

其中 $\chi(b)$ 为相移函数，其表达式为

$$\chi(b)=-\frac{m}{k}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}zV(\boldsymbol{r})。\tag{6.82}$$

由上式可知，相移函数正比于相互作用势沿入射方向的积分。引入剖面函数（profile function）

$$\Gamma(b)=1-\mathrm{e}^{\mathrm{i}\chi(b)},\tag{6.83}$$

则可得

$$f(q)=\frac{\mathrm{i}k}{2\pi}\int \mathrm{d}^2b\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\Gamma(b)。\tag{6.84}$$

知道了 $V(\boldsymbol{r})$，通过(6.84)式可以得到散射振幅。这个式子是对于高能势散射格劳伯理论得到的重要结果。它是在高能量、小角度散射的近似下得到的。它给出了相互作用势与散射振幅之间的关系。从(6.84)式又可以得到

$$\Gamma(b)=\frac{1}{2\pi\mathrm{i}k}\int \mathrm{d}^2q\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}f(\boldsymbol{q})。\tag{6.85}$$

即如果从实验上知道了散射振幅，可以得到剖面函数。实验上，中高能 NN 散射的小角度振幅常可以参数化为

$$f(\boldsymbol{q})=\frac{\mathrm{i}k\sigma(1-\mathrm{i}\rho)}{4\pi}\mathrm{e}^{-\beta^2q^2/2}=f(0)\mathrm{e}^{-\beta^2q^2/2},\tag{6.86}$$

其中 σ、ρ 和 β 分别是 NN 散射的总截面、散射振幅的实部和虚部之比以及散射的角分布参数，这些参数由实验决定。

把高能势散射格劳伯理论推广到高能粒子与原子核的散射，还需要做进一步的假定。在上一节中，我们从一个多体哈密顿量出发，导出了一个入射粒子与一个由 A 个粒子组成的多体系统散射时的沃森展开，

$$T=\sum_{i=1}^{A}\tau_i+\sum_{i\neq j=1}^{A}\tau_iG_0\tau_j+\sum_{i\neq j\neq k}^{A}\tau_iG_0\tau_jG_0\tau_k+\cdots,\tag{6.87}$$

其中 G_0 为

$$G_0 = \frac{1}{E - H_0 + \mathrm{i}\varepsilon}。 \tag{6.88}$$

如果，再进一步引入高能近似，就可以得到一个 T 矩阵的近似展开式。

1. 由于入射能远大于核子在核内的结合能，可以近似地略去 A 核子体系中核子之间的相互作用，则

$$G_0(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{p}) = \frac{1}{E - H_0 + \mathrm{i}\varepsilon} \approx \frac{1}{\frac{\boldsymbol{k}^2}{2m} - \frac{\boldsymbol{p}^2}{2m} + \mathrm{i}\varepsilon}。 \tag{6.89}$$

2. 线性近似，即

$$G_0 \approx g_0^+ = \frac{1}{-\boldsymbol{k} \cdot (\boldsymbol{k} - \boldsymbol{p})/m + \mathrm{i}\varepsilon}。 \tag{6.90}$$

在这两点近似下，τ 矩阵就变成了自由的二体 t 矩阵。这样，入射粒子与多核子系统中第 i 个核子碰撞的 t 矩阵可以写为

$$t_i = V_i + V_i g_0 t_i。 \tag{6.91}$$

由二体 t 矩阵可以得到二体散射振幅，即

$$f_i(\boldsymbol{q}) = \frac{\mathrm{i}k}{2\pi}\int \mathrm{d}^2 b \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}[1 - e^{\mathrm{i}\chi_i(b)}], \tag{6.92}$$

其中 $\chi_i(b)$

$$\chi_i(b) = -\frac{m}{k}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z V_i(\boldsymbol{r})。 \tag{6.93}$$

同样，定义剖面函数，

$$\Gamma_i(b) = 1 - \mathrm{e}^{\mathrm{i}\chi_i(b)}, \tag{6.94}$$

则 $f_i(\boldsymbol{q})$ 可以表述为

$$f_i(\boldsymbol{q}) = \frac{\mathrm{i}k}{2\pi}\int \mathrm{d}^2 b \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\Gamma_i(b)。 \tag{6.95}$$

从这个式子可以得到 $\Gamma_i(b)$ 的表达式

$$\Gamma_i(b) = \frac{1}{2\pi\mathrm{i}k}\int \mathrm{d}^2 q \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}} f_i(\boldsymbol{q})。 \tag{6.96}$$

在这两个近似下，入射粒子与 A 个核子组成的原子核散射的 T 矩阵记为 T_G，其表达式为

$$T_G = \sum_{i=1}^{A} t_i + \sum_{i\neq j=1}^{A} t_i g_0 t_j + \sum_{i\neq j\neq k}^{A} t_i g_0 t_j g_0 t_k + \cdots。 \tag{6.97}$$

由于

$$t_i = V_i + V_i g_0 t_i, \tag{6.98}$$

则 T_G 可以重新表述为

$$T_G = \sum_{i=1}^{A} V_i (1 + g_0 T_G)。 \tag{6.99}$$

那么，入射粒子与 A 粒子系统的散射振幅则可以写为

$$F_{f,i}(\boldsymbol{q}) = -\frac{m}{2\pi}\langle \boldsymbol{k}', f | T_G | \boldsymbol{k}, i\rangle。 \tag{6.100}$$

其中，$|i\rangle = u_i(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \cdots \boldsymbol{r}_A)$和$|f\rangle = u_f(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \cdots \boldsymbol{r}_A)$分别是原子核系统初态和散射后的状态波函数，$|\boldsymbol{k}\rangle$和$|\boldsymbol{k}'\rangle$分别是在没有相互作用的时候入射粒子和出射粒子的波函数。把 T_G 代入(6.100)式，可得

$$\begin{aligned} F_{f,i}(\boldsymbol{q}) = -\frac{m}{2\pi}\{&\langle \boldsymbol{k}', f | \sum_{i=1}^{A} V_i | \boldsymbol{k}, i\rangle + \langle \boldsymbol{k}', f | \sum_{i=1}^{A} V_i g_0 \sum_{j=1}^{A} V_j | k, i\rangle\} \\ &+ \langle \boldsymbol{k}', f | \sum_{i=1}^{A} V_i g_0 \sum_{j=1}^{A} V_j g_0 \sum_{k=1}^{A} V_k | \boldsymbol{k}, i\rangle + \cdots\}。 \end{aligned} \tag{6.101}$$

把 g_0 代入，经整理可得

$$F_{f,i}(\boldsymbol{q}) = \frac{ik}{2\pi}\langle f | \int \mathrm{d}^2 b \mathrm{e}^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}} (1 - \mathrm{e}^{i\sum_{i=1}^{A}\chi_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s})}) | i\rangle, \tag{6.102}$$

其中

$$\chi_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}) = -\frac{m}{k}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z V_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_i)。 \tag{6.103}$$

由于存在下面的关系，

$$\mathrm{e}^{i\chi_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)} = 1 - \Gamma_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_i), \tag{6.104}$$

则 $F_{f,i}(\boldsymbol{q})$可进一步表述为

$$F_{f,i}(\boldsymbol{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int \mathrm{d}^2 b \mathrm{e}^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}} \langle f | 1 - \prod_{i=1}^{A} [1 - \Gamma_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_i)] | i\rangle。 \tag{6.105}$$

$|i\rangle$和$|f\rangle$分别为原子核的初态和末态波函数。定义多体系统的剖面函数

$$\Gamma(\boldsymbol{b}, \boldsymbol{s}_1, \boldsymbol{s}_2, \cdots, \boldsymbol{s}_A) = 1 - \prod_{i=1}^{A} [1 - \Gamma_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_i)]。 \tag{6.106}$$

则可得

$$\Gamma(\boldsymbol{b}, \boldsymbol{s}_1, \boldsymbol{s}_2, \cdots, \boldsymbol{s}_A) = \sum_{i=1}^{A} \Gamma_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_i) - \sum_{i\neq j=1}^{A} \Gamma_i(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_i)\Gamma_j(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_j)$$

$$+\sum_{i\neq j\neq k=1}^{A}\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)\Gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)\Gamma_k(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_k)\cdots(-1)^A\prod_{i=1}^{A}\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)。\qquad(6.107)$$

从原子核初态$|i\rangle$到达末态$|f\rangle$的散射微分截面为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{fi}}}{\mathrm{d}\Omega}=|F_{\mathrm{fi}}(\boldsymbol{q})|^2。\qquad(6.108)$$

在格劳伯理论下，这个散射过程的物理图像是：散射过程是按入射粒子与 A 个粒子体系分别发生一次、二次，…直到 A 次的各次碰撞的叠加而得到。在碰撞过程中，由于朝前方向是主要的，因此，散射的粒子主要在小角度发射。入射的粒子在与 A 个粒子体系碰撞的过程中，几乎不回头，不再与碰过的粒子再碰撞。因此，最高的碰撞次数是 A。

在利用上式分析实验时，要注意得到上式时的两个重要的近似：

1. $E\gg V_i$，即入射能远大于核子在核内的结合能。

2. 朝前散射，即线性近似成立。

这里还包含一个固定散射中心近似。即每一次散射后，原散射中心是不动的。由于对高能小角度的 NN 散射一般可以参数化为(6.86)，从(6.85)可以得到简单的剖面函数的表达式。这样对(6.105)的计算可以比较简单的逐级进行，从而使整个计算相对简单。原则上，可以把这个理论进一步推广到 A_1 个多核子体系与 A_2 个多核子体系的碰撞，不过要更复杂一些。

上面理论推导中，如果末态$|f\rangle$与初态$|i\rangle$相同，对应于弹性散射，如果末态$|f\rangle$不同于初态$|i\rangle$对应于非弹性散射。我们还常常考虑下面的单举反应，

$$\mathrm{h}+\mathrm{A}\rightarrow\mathrm{h}'+\mathrm{X}。\qquad(6.109)$$

在这个过程中，一个强子与核相碰，我们只观测这个出射的强子，而对于系统的其余部分不观测。在格劳伯理论的框架下，总截面与微分截面可以写为

$$\sigma^{\mathrm{in}}=\int\mathrm{d}\Omega\sum_{f\neq0}|F_{f0}(\boldsymbol{q})|^2,\qquad(6.110)$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{in}}}{\mathrm{d}^2q}=\frac{1}{(2\pi)^2}\int\mathrm{d}^2b\int\mathrm{d}^2b'\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{b}')}$$

$$\sum_{f\neq0}\langle0|1-\prod_{i=1}^{A}[1-\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)]|f\rangle\langle f|1-\prod_{j=1}^{A}[1-\Gamma_j(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s}'_j)]|0\rangle。\qquad(6.111)$$

(6.111)式也可以写为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{in}}}{\mathrm{d}^2q}=\frac{1}{(2\pi)^2}\int\mathrm{d}^2b\int\mathrm{d}^2b'\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{b}')}\cdot\{\langle0|(1-\prod_{i=1}^{A}[1-\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)])$$

$$(1-\prod_{j=1}^{A}[1-\Gamma_j(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s}'_j)])|0\rangle-|\langle0|1-\prod_{i=1}^{A}[1-\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)]|0\rangle|^2\}。\qquad(6.112)$$

格劳伯等发现，(6.112)式可以近似地简化为

$$\sigma^{\text{in}} \approx \int_0^{\infty} \mathrm{d}^2 b \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[\mathrm{i}\,\chi(b)]^n}{n!}, \tag{6.113}$$

或

$$\sigma^{\text{in}} = \int_0^{\infty} \mathrm{d}^2 b [1 - \mathrm{e}^{\mathrm{i}\chi(b)}]。 \tag{6.114}$$

其中$\chi(b)$的表达式为

$$\chi(b) = -\frac{m}{k}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z \langle 0 | \sum_i V_i(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{s}_i) | 0 \rangle。 \tag{6.115}$$

人们在 20 世纪 80 年代，沿着这个方向作了大量的研究，得到了很好的结果。由于计算相对简单，这一理论直到现在，仍然被广泛应用于各种高能粒子与核作用过程的研究中[18]。

6.3.4　微观和半微观核子-核光学势

虽然 pA 多重绕射理论在分析高能核子与原子核的散射方面取得了成功，但利用可靠的 NN 振幅进行计算还是很复杂的。由于对许多原子核，微观和半微观核子-核光学势途径在解释 200 MeV 以下能量的 NN 散射的微分截面和核极化都很成功。人们还是进一步扩充这一理论用于中高能质子与原子核的散射研究。这些途径有一个共同的事实，即把 NN 有效相互作用与描述靶核的结构信息作卷积。所有这些途径都与 Lane 在 1962 年提出的模型是一致的。在 Lane 模型中，假定在原子核中同位旋是对称的，这样，核子-核的光学势可以分解为同位旋标量 U_0 和同位旋向量 U_1 两部分，即

$$U = U_0 + 4\frac{\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{T}}{A}U_1, \tag{6.116}$$

其中，$\boldsymbol{t}$ 和 $\boldsymbol{T}$ 分别是入射核子和靶核的同位旋。A 是靶核的质量数。在同位旋空间 U 的对角部分，同位旋标量势以及同位旋向量势的分量对弹性散射产生影响，

$$U_{\text{el}} = U_0 + \frac{1}{2}\frac{T_0}{A}U_1。 \tag{6.117}$$

其中 $T_0 = (N - Z)/2$，非对角部分对于从原子核基态到达同位旋相似态(isospin analog state)的 (p, n) 跃迁起作用，即

$$U_{\text{QE}} = \frac{1}{2}\frac{(0.5T_0)^{1/2}}{A}U_1。 \tag{6.118}$$

宁平治和 Halderson[19] 曾把微观的哈马达-约翰斯顿势与原子核的密度卷积得到密度相关的光学势，利用这个光学势分析了 25～80 MeV 到达同位旋相似态的(p, n)反应，很好地解释了实验截面的大小。微观和半微观核子-核光学势一般都是从可靠的自由空

间的二体作用出发，利用多体理论构建一个核密度相关的有效相互作用。例如，Jeukenne，Lejeune 和 Mahaux[20]从 Reid 硬排斥心的自由 NN 力出发，在布吕克纳-哈特里-福克(Brueckner-Hartree-Fock，BHF)理论的框架下，构建了一个无限大核物质中的核子的自能算符(质量算符)，这个自能算符可以与核物质中的光学势相联系，再利用改进的定域密度近似和适当的参数化得到一个半微观核子-核光学势。

近年来，微观和半微观核子-核光学势的研究又有了新的发展，有人又从微观光学势出发，进一步唯象地调节能量依赖，得到微观和半微观核子-核光学势。利用这样的光学势，自洽地分析弹性散射和到达同位旋相似态的(p，n)反应。在 200 MeV 以下，理论可以非常好的再现微分截面和极化[20]。

6.3.5 pA 散射的相对论描述

在 20 世纪 70 年代以前，pA 的弹性散射都是采用非相对论的薛定谔方程来描述。随着实验技术的发展，分析本领(analyzing power)和自旋转动参数(spin rotation parameter)等自旋观测量的实验测量成为现实，原有的非相对论理论对于自旋观测量的描述存在明显的缺陷。

从 80 年代起，人们开始使用的狄拉克方程来处理 pA 的弹性散射成了有效的途径。有两种办法来使用狄拉克方程。一种方法是在狄拉克方程中引入一个张量光学势，这个张量与一个洛伦兹标量或洛伦兹向量一起构成这个模型的基础。另一种办法是基于 NN 相互作用的介子交换模型，通过洛伦兹标量与洛伦兹向量势的相消得到需要的自旋-轨道势。例如，Clark 等人[22]曾发展了狄拉克唯象学并对中能 pA 散射进行分析，他们利用如下狄拉克方程：

$$\{\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{p}+\beta[m+U_S(r)]+[U_0(r)+V_C(r)]\}\psi(\boldsymbol{r})=E\psi(\boldsymbol{r})。\qquad(6.119)$$

其中，U_S 为洛伦兹标量势，U_0 为洛伦兹 4 矢量势的类时分量。V_C 是库仑势。从这个方程出发，假定某种形式的标量势和向量势，可以得到波函数大分量满足一个等效的薛定谔方程。这种途径对于解释弹性散射微分截面、分析本领和自旋转动参数相当的成功。受到狄拉克唯象学和描述核物质的 Walecka 模型鼓舞，人们把传统的 BHF 方法作了相对论的扩充[23]，这种方法通常称为狄拉克-布吕克纳-哈特里-福克(Dirac-Brueckner-Hartree-Fock，DBHF)理论。

近年来，相对论微观光学势的研究有了长足的发展，特别是把光学势扩充到质子和中子数相差很多的原子核。这时，光学势的同位旋依赖就变得重要。DBHF 途径的基本思路是从 DBHF 理论和介子交换的二体相互作用出发，构建一个核子在核物质中的自能，这个自能就是核子在核物质中的光学势。再进一步利用定域密度近似得到核子与有限核的光学势。这样，光学势的空间分布就直接与原子核的密度和不对称核物质自能的不对称参数相联系。Rong 和马中玉等[24]利用这样的光学势对 200 MeV 以下的质子与原子核散射的微分截面、分析本领和自旋转动参数进行了分析，得到满意的结果。

§6.4　中高能 pA 碰撞中的 π 介子产生

在质子与原子核散射的过程中，末态原子核可以处于基态，但也可以处于激发态。原子核处于激发态的过程是非弹性道。在利用光学模型(optical model)处理质子与原子核弹性散射时，非弹性道的影响是通过光学势(optical potential)的虚部体现的。在入射能量超过 π 介子产生的阈能时，π 介子产生变得重要。这时，散射与 π 介子产生过程要同步考虑。

研究 pp 和质子-原子核碰撞中的 π 介子产生具有特殊的作用。首先，π 介子的产生是 pp 碰撞中最低的强作用非弹性道，对于这个道的认识是对 NN 作用和 pA 作用认识的重要检验。第二，π 介子是手征对称的戈德斯通玻色子，对于这种基本过程的研究可以用手征微扰论，这就提供了改进唯象理论的可能性。此外，现在有比较多的极化的和不极化的实验数据。

前面已经提到，pp 碰撞中的 π 介子产生是由于 pp 之间的介子交换和核子激发态的产生与衰变而发生的。这样的基本过程如果发生在原子核内，它与在自由空间是有差别的。首先，核子在原子核内有费米运动，对于某一个入射能量的质子与原子核内的核子作用，应该对核内的核子的费米运动作平均。这样，由于核子共振态引起的共振峰将会有展宽。其次，由于泡利原理的限制，在原子核内的核子激发态衰变时，它不能衰变到那些已经被其他核子占据的状态，这就是泡利阻塞，这将导致在核内的核子激发态的宽度变窄。

此外，在原子核内，核子激发态衰变出的介子要与核内其他核子发生作用，给核子激发态的自能带来修正，这就是多体修正。可见，研究质子-原子核碰撞中的 π 介子产生要考虑这些物理因素。另一方面，正因为这些物理原因，研究质子-原子核碰撞中的 π 介子产生也为研究核物质中核子激发态性质的变化提供了手段。

6.4.1　π 介子产生的实验

在 pA 碰撞中，最简单的单 π 产生实验是下面的单举反应，

$$\mathrm{p}+\mathrm{A}\to\pi+\mathrm{X}。\tag{6.120}$$

这时，只测量产生的 π 介子的能量和角分布，系统的其余部分不观察。这时，实验上可以测量出射 π 介子的双重微分截面 $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_\pi\mathrm{d}\Omega_\pi$。分别对其能量和角度积分，可得 π 介子的角分布和能谱。对所有变量积分得到 π 介子产生的总截面。上述反应的基本反应过程是 $\mathrm{N}+\mathrm{N}\to\mathrm{N}+\mathrm{N}+\pi$。由于 πN 与 Δ_{33} 的强耦合，能量不太高的 π 产生过程主要是通过 Δ_{33} 的激发，而其他 N^* 激发的贡献总是与 Δ_{33} 的激发的过程耦合在一起。研究 π 产生是得到 Δ 激发和 N^* 激发信息的一个重要来源。

π 产生中，入射粒子的一部分动能要转换成 π 介子的质量。由于运动学的原因，核子在原子核上引起的介子产生的实验室系的阈能要低一些。

仔细分析核子-核碰撞中 π 介子产生反应过程，有一类反应是相干产生，即

$$p + A \rightarrow \pi + B。 \tag{6.121}$$

这时，除 π 介子以外，末态的其余部分处于确定的原子核态 B。原子核态 B 既可以处于基态，也可以处于激发态。此外，末态原子核态还可以处于更复杂的打散的状态，如

$$p + A \rightarrow \pi + N + B', \tag{6.122}$$

$$p + A \rightarrow \pi + N_1 + N_2 + B''。 \tag{6.123}$$

……

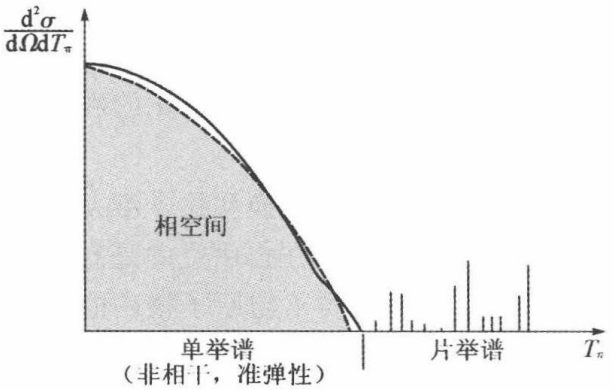


图 6-3　π 介子单举产生能谱示意图

只测量产生的 π 介子的能量和角分布，不区分系统的末态原子核处于什么状态，就是反应(6.120)。所以，在单举测量中，核子-核碰撞中产生的 π 介子的能谱包括两部分，高能端的分离线谱和低能端的连续谱。前者相应于到达确定二体末态的 π 介子相干产生，后者相应与到达三体及以上末态的 π 介子产生，包括准弹性过程和非相干产生。一个典型的 π 介子产生的双重微分截面的示意图如图 6-3 所示。由于相空间和动量分配的原因，π 介子的非相干产生占主导地位。

CHIC 合作组[25]在 CELSIUS 储存环上，对于 500 MeV 以下入射能量的质子与原子核作用产生 π^+ 介子的积分截面进行了测量。一个典型的结果图 6-4 所示。

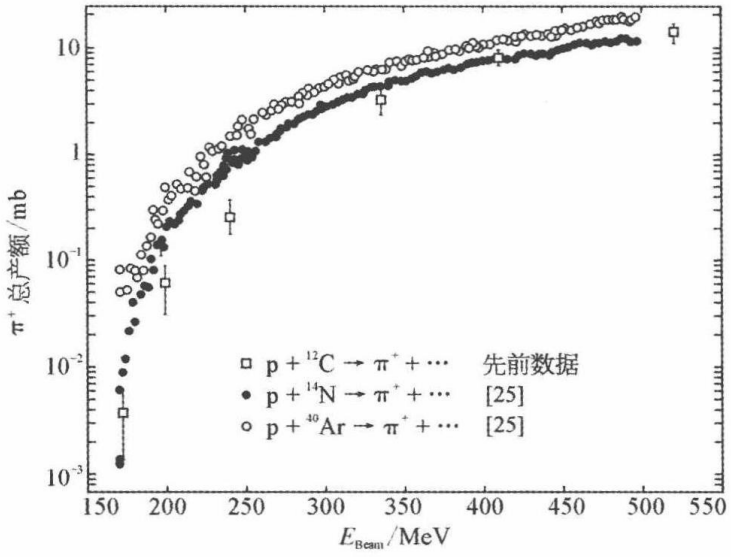


图 6-4　质子在 ^{12}C、^{14}N 和 ^{40}Ar 等原子核上引起的 π^+ 介子产生截面随入射能量的关系[25]

另一类研究较多的实验是对相干过程(6.121)的测量。在共振区，人们对一些原子核上的 π^+ 介子和 π^- 介子产生分别进行了研究。正如上一节提到的，质子与核子作用产生 π^+ 介子和 π^- 介子的基本过程是不同的。假定质子在原子核上引起的 π 介子产生是一步过程，则入射质子可以与核内质子作用产生 π^+ 介子，也可以与核内中子作用产生 π^+ 介子。而入射质子只能通过与核内中子作用才可以产生 π^- 介子。换句话说，对于质子在原子核上引起的 π^+ 介子相干产生过程(6.121)，原子核内的质子和中子都有贡献，而对于质子在原子核上引起的 π^- 介子产生，仅原子核内的中子有贡献。

当然，在原子核上 π^- 产生比较复杂，例如，可以是先产生 π^0，再发生电荷交换，由于该反应只能在核内中子上发生，对核内中子的状态(结构)灵敏。测量质子在原子核上引起的 π^- 介子产生有可能得到原子核内中子分布的信息，π 介子产生曾用于核结构的研究。实验表明，π^+ 和 π^- 介子在原子核上产生角分布的形状差别很大。

6.4.2　π 介子产生与核内的核子共振态

重子结构的研究一直是强子物理(hadron physics)、物质微观结构研究的一个重要领域，而研究重子谱(baryon spectrum)是我们探索重子内部结构和相互作用强有力的工具。核子以及核子激发态的性质是人们首先关注的问题[26]，因为它直接关系到对非微扰区域 QCD 结构的认识。

关于核子及其激发态的结构和性质已经进行了多年的理论和实验探索，对于它的基态，即质子和中子的性质，已经有了清楚的认识。然而，对于核子的激发态还仍然存在许多有争议的问题。首先，实验观测到的核子激发态的数目远远少于从夸克模型预言的数目[27]。其次，对于某些实验观测到的核子激发态，实验上关于它的性质，如质量、宽度、衰变分支比等，仍有很大的不确定性[28]。

此外，即使对于某些实验上已经很好地确认的态，不同的模型理论对于它的结构和性质的预言与实验仍有矛盾。一个典型的例子是 Roper 共振态 $N^*(1440)$。实验上发现，它的自旋和宇称量子数为 $J^P = 1/2^+$，它应是核子的最低的正宇称激发态。在它的上面有两组负宇称的激发态。而负宇称的激发态对应于夸克从 S 态到 P 态的跃迁。由于 $N^*(1440)$的宇称是正，按照简单的夸克模型，如果它是由三个夸克组成的态，它只能是核子中夸克的 2S 径向激发态。然而，这时，它的质量应该大于夸克的 1P 激发。这与实验上确定的它是最低的核子激发态的结论相矛盾。这个长期以来未决的问题一直引起人们的极大兴趣，所以，有人曾建议它很可能是一个由三个夸克和胶子组成的混杂态或具有某种双夸克结构的组态。

关于核子及其激发态的结构和性质研究的困难一部分来自实验数据的缺乏。实验上，关于核子激发态的信息主要来源于 πN 散射和电荷交换反应以及 π 介子的电生和光生反应。在这些过程中，末态的 π 介子和核子的总同位旋可以是 1/2，也可以是 3/2。因此，在数据分析时需要对同位旋 1/2 和 3/2 的分量进行分解。在目前有限的实验数据的

情况下，这样的分解就带来一定的误差。为此，需要有大量的高质量的数据。目前，国际上有许多人力和物力投入了这一方面的研究[29]，以提高观测精度。由于 J/Ψ 粒子的同位旋为 0，邹冰松[30]曾建议利用北京正负电子对撞机(BEPC)上的北京谱仪(BEC)采集的 J/Ψ 数据，通过其强衰变研究 N^*。这方面的实验和理论已经取得了进展，这被认为是一种新的行之有效的方法。平荣刚、邹冰松和姜焕清[31]从组分夸克模型出发研究了 J/Ψ 到反 NN 对、反核子 - $N^*(1440)$ 对以及反 $N^*(1440)$ - $\bar{N}^*(1440)$ 对的衰变，研究了 $N^*(1440)$ 的不同结构对衰变分支比的影响，得到一些有意义结果。

从 pp 碰撞我们可以知道，核子共振态，特别是 Δ_{33} 对于 π 介子产生过程起到很重要的作用。然而，在原子核内，产生的核子共振态要与原子核内的其他核子发生作用，因此，原子核内核子共振态要受到多体修正。质子与原子核碰撞产生 π 介子将区别于 pp 碰撞。通体这种 π 介子产生过程，人们已经对原子核内的 Δ_{33} 做了研究。NN 碰撞也可以生成 N^*。同样，在 NN 碰撞中 Δ 也可以被激发。所以，用 NN 碰撞研究核子激发态的结构和性质与用 π 介子面临同样的问题。但是，如果选用原子核做靶，情况会有变化。选择适当的强作用炮弹和靶核的组合以及适当的观测量，有可能有效的压低 Δ 激发的贡献。P(α, α′)X 反应被建议用于研究 N^* 激发态[32]。由于 α 粒子的同位旋为 0，末态 X 的同位旋只能为 1/2，Oset 等[33]在非相对论近似下，对这类反应进行了理论分析。结果表明，$\alpha + P \to \alpha' + P + \pi$ 反应的主要贡献来自靶质子的 N^* 激发及衰变和入射炮弹 α 中核子激发成 Δ 然后再衰变成 α 和 π。图 6 - 5 给出了在 4.2 GeV $\alpha + p \to \alpha + X$ 反应在 $\theta = 0.8°$ 的双重微分截面。横坐标为能量转移，曲线是理论结果。从结果可以清楚地看出 $N^*(1440)$(Roper)的激发。

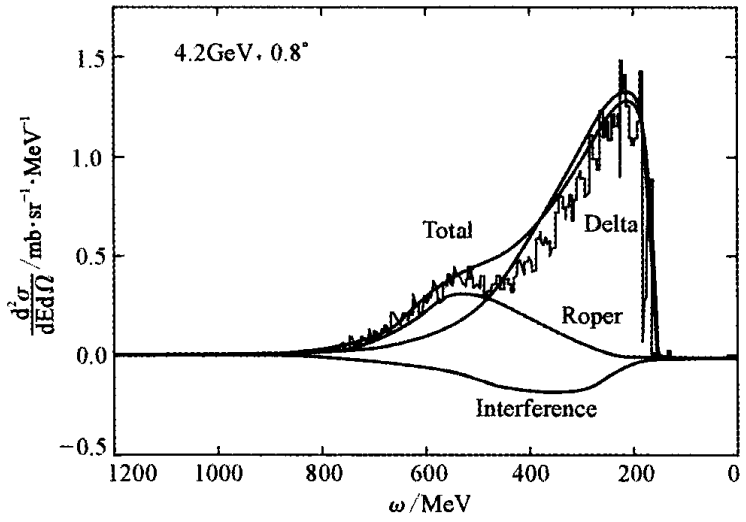


图 6 - 5　4.2 GeV 下 $\alpha + p \to \alpha + X$ 反应在 $\theta = 0.8°$ 的双重微分截面
横坐标为能量转移，曲线是理论结果[33]。图中 Roper 表示 $N^*(1440)$ 的贡献，Delta 表示 Δ 的贡献，Interference 表示相干相的贡献，Total 为总的结果。

我国兰州重离子冷却储存环(CSR)的建造已经完成，它可以把质子加速到 2.8 GeV 的能量。这将可能为我们提供又一个研究 N^* 激发态的实验手段。如果选取同位旋为 0 的原子核做靶，研究高能质子在核上的单 π 介子产生反应 $p+A \to p+\pi+A'$，由于强相互作用同位旋守恒的要求，使得反应机制相对简单，选定一定的运动学范围，反应的主要贡献来自炮弹质子的 N^* 激发。所以，观测出射质子和 π 介子的不变质量谱(invariant mass spectrum)或出射质子的双重微分截面，可能得到基本动力学过程中 N^* 激发的信息，从而研究核子激发态的性质。

袁宏宽等[34]在相对论的理论框架下，对于高能质子在自旋为零、同位旋为零的原子核上产生 π 介子的反应 $p+A(S=0,\ T=0) \to p+A+\pi$ 进行了理论分析，研究了反应的特点，提出在兰州 CSR 上开展这方面的实验研究的建议。

6.4.3　双重子态和多夸克态

夸克模型在强子态的分类方面取得了很大的成功。在组分夸克模型的框架下，重子的最低组态是由三个价夸克组成，介子的最低组态是一个夸克和一个反夸克。然而，理论上，也可以有五夸克态、六夸克双重子态等多夸克态。量子色动力学也预言可能存在由夸克和胶子组成的混杂态和由胶子组成的胶子球(gluon ball)。在过去的二、三十年里，研究和寻找多夸克态、混杂态和胶子球等非传统的强子态，一直是粒子物理学家和核物理学家十分关心的重要课题，进行了大量的研究，在介子和重子两个方面都发现了一些可能的候选者。但是，一直没有确认毫无争议的强子奇特态。进一步对多夸克态、混杂态和胶子球等非传统的强子态的确认是对量子色动力学的重要检验。实验上寻找双重子态等多夸克态具有十分重要的意义，利用各种探针在实验上寻找多夸克态的工作一直在进行。

在法国利用 Saturne Ⅱ 加速器上的质子和轻离子相互作用，从实验上寻找双重子态和多夸克态的研究进行了许多年[35]。人们研究了反应

$$p+{}^3He \to d+X, \tag{6.124}$$

对于一定入射能量的质子与 ^3He 核碰撞，观测出射的氘核和其余系统的不变质量谱 M_x，试图寻找双重子共振态。人们也研究了反应

$$p+d \to p+p+X, \tag{6.125}$$

通过测量出射两个质子的不变质量谱 Mpp 寻找双重子共振态。利用氘-氘碰撞

$$d+d \to d+X, \tag{6.126}$$

测量了末态不变质量谱 M_x，以寻找双重子共振态存在的实验证据。利用所有这些办法，到目前为止，在 2.25 GeV 以下，没有可靠的证据见到双重子态，而在 2.7 GeV 附近，见到有结构存在，需要进一步实验。

2003 年，日本的实验组在光子与原子核相互作用的实验中[36]，发现出射的 K^+ 介子

和中子的不变质量谱中，有明显的窄共振。共振位置为 1.54 GeV，宽度为 21～25 MeV。如果这个由 K^+ 介子和中子构成的窄共振真的存在，它的最低的夸克组态应该是 $uudd\bar{s}$，它将是一种真正意义上的五夸克态，人们把这种粒子称为 Θ 粒子。这一结果激起了理论和实验上的极大兴趣，大量的人力和物力投入了对 Θ 粒子和其他多夸克态的研究和寻找[37]。随后，其他一些实验[38]，在光生和介子引起的反应中也相继声称在 1.54 GeV 附近发现了这个窄共振。这与以前基于手征孤粒子模型所预言的粒子[39]惊人的一致。然而，有一些实验组报告了负面的结果，在预计出现 Θ 粒子的地方，他们并没有发现 Θ 粒子的产生[40,41]。因此从实验上进一步确认 Θ 是否存在仍然是艰巨的任务。

如果 Θ 存在，在 pp 碰撞中也有可能观测到。利用 SU(3)对称性，基于强子的拉格朗日量和经验的强子质量和形状因子，Ko 等[42]建议研究 pp 碰撞引起的如下反应，$p+p\to p+\bar{K}^0+\Theta^+$。假定反应是通过 pp 之间的 π 和 ρ 介子交换以及中间的核子传播，他们发现反应截面可达到 20 μb，有可能在实验上寻找。由于在相对论重离子碰撞中末态有大量的核子与 K 介子，如果 Θ 粒子存在，它也可以在相对论重离子碰撞中产生。如果 Θ 存在，Θ 粒子可以是从相对论重离子碰撞早期产生的夸克胶子等离子体强子化过程中形成，也可能是在 NN 碰撞中直接产生。另一方面，如果 Θ 粒子与强子物质中的强子作用很强，重离子碰撞的早期产生的 Θ 粒子在离开强子物质前有可能被吸收，这样实验观测到的 Θ 粒子数目将与早期形成的夸克胶子等离子体无关。因此，了解 Θ 的产生截面对于理解相对论重离子碰撞中 Θ 产生的机制是重要的。在他们的计算中并没有考虑由于核子激发态的中间激发的贡献。然而，在所考虑的能区，存在一些核子的激发态，在这个能区的 NN 碰撞中，可以到达 NN 态，也可以产生核子激发态，所以，如果这个由 K^+ 介子和中子构成的窄共振真的存在，通过核子激发态，特别是 $N^*(1710)$ 的贡献是不可忽视的。李贵军等[43]在相对论的框架下进一步讨论 pp 碰撞中产生 Θ 的反应截面，研究中间态为 $N^*(1710)$ 对反应截面的贡献。发现，它对于截面的大小有十分重要的影响。

总之，质子与原子核相互作用对于研究多夸克态是有用的工具。

§6.5 pA 碰撞中的 η 介子产生与 ηA 束缚态

6.5.1 pA 碰撞中 η 介子产生与核内的 $N^*(1535)$ 共振态

通过高能 pA 反应产生 η 介子的反应研究 $N^*(1535)$ 激发主要是基于以下几个原因。第一，由于 η 介子的同位旋为 0，根据同位旋守恒，它与核子的耦合只能形成 N^*，而不可能形成 Δ，所以 η 介子只能通过核子激发态的形成和衰变产生，排除了 Δ 激发的贡献，观测 η 产生是一种有效的同位旋过滤器。第二，由粒子数据表[27]可知，在能量不太高的情况下 $N^*(1535)$ 衰变成 ηN 的分支比很大(30%～55%)，而其他各重子共振态衰变到这个衰变道的分支比很小，可忽略不计，所以可以假定 η 介子的产生是通过 $N^*(1535)$ 的产生及衰变实现的。因此通过高能质子在原子核上的 η 产生来研究 $N^*(1535)$ 的性质是可行

的。第三，虽然强子碰撞和电生过程中产生 η 介子已经有一些实验和理论研究，但是 $N^*(1535)$的很多性质在实验上仍然不能确定。在强子碰撞中，理论上各种交换介子对 η 介子的产生的贡献大小一直有争论，因此很有必要对 η 介子的产生进行进一步的实验研究。第四，由于运动学的原因，pA 反应产生 η 介子的阈能会降低，我国兰州重离子冷却储存环(CSR)的建造已经完成，它可以把质子的动能加速到 2.8 GeV，而 pp 碰撞产生 η 介子的反应的阈能为 1.25 GeV，这为研究能量在 2.8 GeV 以下的重子激发态提供了又一个实验装置，观测 pA 碰撞中出射质子和 η 介子的不变质量谱或出射 η 介子的双重微分截面，可能得到基本动力学过程中 N^* 激发，特别是 $N^*(1535)$激发的信息，从而提供了研究核子激发态的性质的另一种手段。

杨友昌等[44]在相对论的理论框架下，对于高能质子和原子核相互作用产生 η 介子的反应 $p+A\rightarrow\eta+p+A$ 进行了理论分析，他们假定质子与原子核碰撞中产生 η 介子的过程主要是通过 $N^*(1535)$的激发和衰变而发生的，在介子交换的理论框架下研究反应中各种可能的观测量的特点。发现，对于同位旋为 0 的靶核，由于同位旋守恒，入射质子和靶核之间只能交换同位旋为 0 的介子，而对于同位旋不为 0 的靶核，π、ρ 和 σ 的交换都是可能的。所以，比较不同同位旋的靶核上这种反应的截面可以得到，各种介子交换的贡献。兰州重离子冷却储存环(CSR)可以把质子加速到 2.8 GeV，在 CSR 上开展这方面的实验研究是可能的。图 6-6 给出了在介子交换模型下对 2.5 GeV 的入射质子引起的 $^{18}O(p,\eta p')^{18}O$ 反应的理论结果，图中给出出射 η 介子与质子的不变质量谱和达利兹图(Dalitz plot)的计算结果。图中清楚地显示了 $N^*(1535)$的激发。

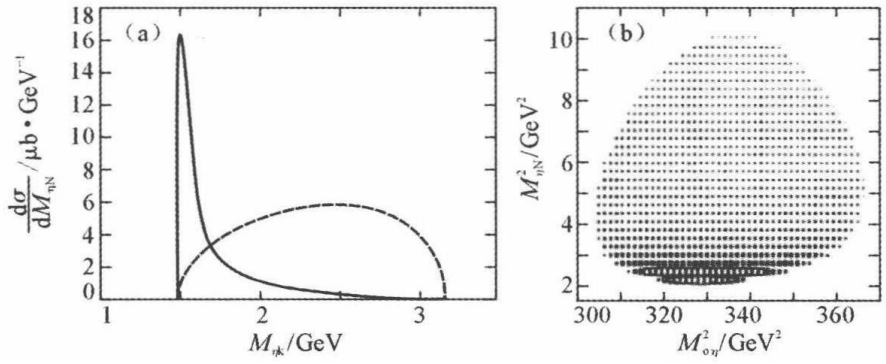


图 6-6　(a) 2.5 GeV 的入射质子与 ^{18}O 碰撞产生的 η 介子与质子的不变质量谱
(b) 达利兹图

6.5.2　η 介子产生与 ηA 束缚态

由于在阈能附近，η 介子与 $NN^*(1535)$有很强的耦合，在这样模型下，理论预言，η 介子与核子的作用具有吸引的相互作用[45]。这样 η 介子与原子核有可能形成束缚态。由于 $N^*(1535)$有一定的衰变宽度，即使 ηA 有可能形成束缚态，这个系统也是不稳定的。即该系统具有一定的衰变宽度。如果 ηA 能形成束缚态，对这些束缚态的研究有可能提

供核内 ηN 相互作用的信息。这方面的理论和实验的研究在过去的十年里一直在进行。到现在为止，实验上尚未发现肯定的 ηA 束缚态。理论上，从自由的 ηN 相互作用出发，研究 η-核能形成束缚态的可能性，得出的结论也不完全相同。姜焕清和 Oset 等曾从 $N^*(1535)$ 激发的图像研究了这个问题[46]。他们利用多体场论方法，考虑了核多体修正的影响，得到了 ηA 的光学势，利用这个光学势，求解克莱因-戈登方程(Klein-Gordon equation)。对于很多不同情况的研究发现，ηA 的吸引作用有可能形成 ηA 的束缚态。然而，这些束缚态都有大的宽度，这样，在产生 ηA 束缚态的实验中，很大一部分强度淹没在 ηA 系统的连续谱下面。也就是说，产生 ηA 束缚态的强度要比理论上预言的小。

最近，宁平治等从重的重子手征微扰论出发，考虑了一级修正项，研究了 ηN 的相互作用，发现对于 ηN 弹性散射起作用的相互作用来自于一级修正项。他们利用这种相互作用和相对论平均场理论研究了 η 介子在核物质中的性质，发现离壳项对于核物质中 η 介子性质的变化起重要作用。利用最新的 ηN 散射长度的结果，得到 η 介子在正常核物质中的质量是真空中质量的(0.84±0.015)倍。ηA 光学势的深度为 −(83±5)MeV[47]。

利用 π 介子和光子与原子核作用产生 η 介子已经有了一些研究。正如上面讨论的，质子与原子核作用提供了产生 η 介子的另一个手段。如果，在反应 p+A→p+(η+A) 中，选取反应的某种运动学，使得产生的 η 介子具有较小的动量，则有可能形成 ηA 的束缚体系。一旦这种体系能够形成，则可以通过对它的研究得到 ηA 相互作用的信息。

§6.6 pA 碰撞中阈能附近 K 介子产生与超核

6.6.1 P + A → K^+ + X 反应

在过去十几年里，研究质子在原子核上的 K 介子产生一直是人们十分关注的课题。质子引起的 K 介子产生总伴随着另一个奇异粒子的产生。质子在原子核上的产生 K 介子的同时，也可以产生一个 Λ 超子，在一定的运动学情况下，这个 Λ 超子有可能被原子核束缚形成 Λ 超核。这样，质子在原子核上的产生 K 介子提供了另一种产生超核的新途径。研究在原子核上 K 介子产生的另一个重要的动力是研究 K 介子的性质在核物质中的变化，特别是 K^+ 介子的特殊性质的变化。正如 Brown 和 Rho 所预言[48]，强子在核物质中的性质要发生改变，而这种改变又与有限密度的核物质中的标量夸克凝聚(quark condensate)相关，K 介子在原子核内有可能改变它的性质。这样，研究在原子核上的 K 介子产生就有利于研究 K 介子性质在核物质中的变化。

在手征有效理论的框架下，K 介子和反 K 介子在核物质中的色散关系可以写为

$$\omega_K(\rho_N, p) = +\frac{3}{8} + \left[p^2 + m_K^2\left(1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2 m_K^2}\rho_s + \frac{3\rho_N}{8 f_\pi^2 m_K}\right)^2\right], \qquad (6.127)$$

$$\omega_K(\rho_N, p) = -\frac{3}{8} + \left[p^2 + m_K^2\left(1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2 m_K^2}\rho_s + \frac{3\rho_N}{8 f_\pi^2 m_K}\right)^2\right]。 \tag{6.128}$$

其中，ρ_s 和 ρ_N 分别是标量和向量核子密度。$f_\pi = 93$ MeV 是 π 介子衰变常数。Σ_{KN} 是 KN 的 Σ 常数，它与夸克凝聚有关，

$$\Sigma_{KN} = \frac{1}{2}(m_u^0 + m_s^0)\langle N|\bar{u}u + \bar{s}s|N\rangle。 \tag{6.129}$$

这里，m_u^0 和 m_s^0 分别是 u 夸克和 s 夸克的裸质量。Σ_{KN} 的大小直接影响 K -核相互作用的性质。因此，研究在原子核上的 K^+ 产生，有可能得到核子中的夸克凝聚的信息。

近年来，人们对重离子碰撞中 K^+ 产生的阈下产生有很大的兴趣。研究表明，重离子碰撞中的 K^+ 介子产生，特别是阈下产生有可能提供原子核的不可压缩性的信息。我们知道，在 pp 碰撞中产生 K^+ 介子的阈能为 1.58 GeV。然而实验发现，在重离子碰撞中，当入射重离子中的每个核子的动能远小于 1.58 GeV 时，仍然观测到 K^+ 介子产生。即使考虑原子核的费米运动，也不能解释现有的实验，K^+ 介子的阈下产生应该是一种多个核子参与的多体的效果，研究 K^+ 介子的阈下产生的机制成为一个十分有趣的课题。当然，K^+ 介子的阈下产生也可能是更复杂的多步过程，例如，pA 碰撞首先产生 π 介子，然后，π 介子与另一个核子作用，发生协联产生反应(associate production reaction)。这样的两步过程产生 K^+ 介子的阈能较低。理论分析表明，K^+ 介子的阈下产生与核物质中的性质有关。现有的实验暗示，核物质的不可压缩性是较软的。利用 GSI 的 KAOS 谱仪，Sturm 等[50]在比较每个核子能量从 0.6～1.5 GeV 的 AuAu 碰撞和 CC 碰撞时，发现在 AuAu 碰撞中每核子 K^+ 产生的多重数，是 CC 碰撞的 6 倍。而对于同样情况的 π 产生，是减小的。由此，他们得出软的核状态方程的结论。

为了澄清重离子碰撞中的 K 介子的产生机制，应首先研究质子与原子核作用产生 K 介子的反应，这方面的实验先后在 PNPI, LBL, SATURNE, CELSIUS, ITEP, ANKE 以及 KAOS 等装置上进行，主要测量了一定入射质子能量下，产生的 K 介子的双重微分截面。

表 6-2　现有的质子引起的 K 产生实验

T_p (GeV)	p_k(GeV)	θ_K(°)	Ref.
0.842～0.99	总截面		PNPI [51]
2.1	0.35～0.75	15～80	LBL [52]
1.2, 1.5, 2.5	0.5～0.7	40	SATURNE [53]
1.2	0.165～0.255	90	CELSIUS [54]
1.7～2.91	1.28	10.5	ITEP [55]
2.9	0.545	17	ITEP [56]
1.0	0.171～0.507	≤12	ANKE [57]
1.2, 2.0, 2.3, 2.5, 3.5	0.3～1.05	40	KAOS [58]

一个典型的结果是 2.5 GeV pAu 碰撞产生 K 介子的微分截面如图 6－7 所示。

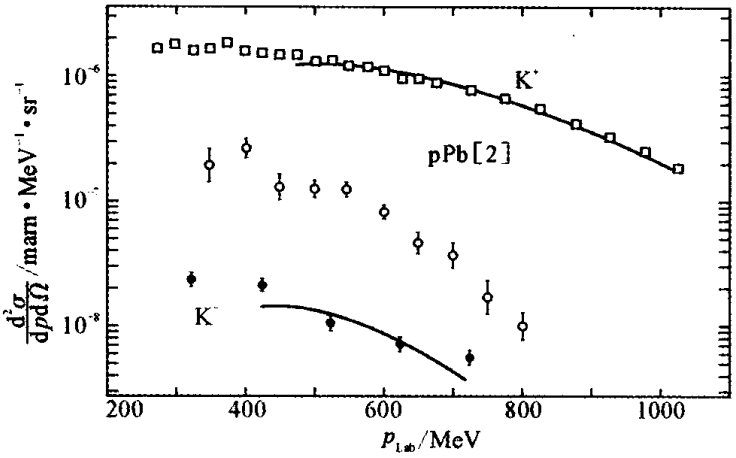


图 6－7　2.5 GeV 下 pAu 碰撞产生 K^+ 介子和 K^- 介子的双重微分截面($\theta_L=40°$)

对于在原子核上 K^+ 介子产生的理论分析基本上是基于基本过程的输运理论。例如，Rudy 等[59]，考虑了一步过程和两步过程以及 πN 产生道的贡献，考虑了 K^+ 介子的末态相互作用，利用一套耦合的输运方程，模拟了 pA 碰撞产生 K^+ 介子的双重微分截面得到了与实验较好符合的结果。图 6－8 给出 1.5 GeV 质子与 C 和 Pb 碰撞的典型模拟结果与实验的比较。

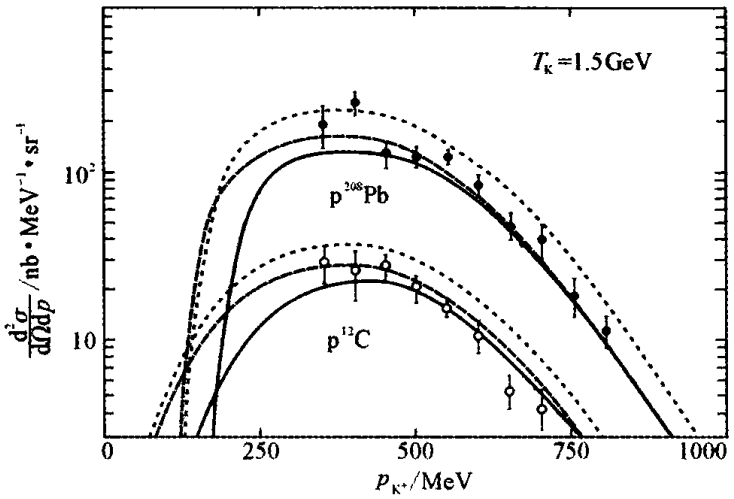


图 6－8　1.5 GeV 下质子与 C 和 Pb 碰撞产生 K^+ 介子的双重微分截面的理论模拟结果与实验的比较[59]

6.6.2　pA 碰撞中 Λ 超核的产生

利用奇异交换反应(strangeness exchange reaction)(K^-，π^-)和介子引起的协联产

生反应(π^+, K^+)研究 Λ 超核的实验研究已经进行了多年[60, 61]，在第八章我们将会对奇异交换反应(K^-, π^-)做更详尽的讨论。质子与核子作用产生 K^+ 的基本过程 $p+p \to K^+ + \Lambda + p$ 要产生 Λ 超子，如果产生的 Λ 超子被原子核所束缚，则就形成了 Λ 超核。如果 pA 碰撞中产生 Λ 超核的反应是产生 K^+ 介子的 pA 碰撞中到达确定的二体末态的反应，$A(p, K^+)_\Lambda B$，这时形成的超核 ${}_\Lambda B$ 与靶核 A 有相同的质子数和中子数，这种反应的动量转移较大，有可能产生与(K^-, π^-)和(π^+, K^+)过程中不同组态的 Λ 超核。然而，质子与核子作用产生 K^+ 介子的 $p+p \to K^+ + \Lambda + p$ 反应中转移到重子上的动量远大于核子在原子核内的平均费米动量，因此末态的超子被原子核束缚的几率较小。所以，质子与原子核作用产生超核的截面会很小。实验上，在 d 和 He 核上的实验没有发现 Λ 超核产生的证据[62]。当靶核变重时，产生超核的截面会大一些，更重的原子核上的实验研究是十分必要的。我国兰州建设的重离子储存环可以把质子加速到 2.8 GeV，利用储存环上的质子进行这方面的研究是有意义的。

然而，如果我们考虑另一类反应，即

$$p + A \to K^+ + p + {}_\Lambda A。 \tag{6.130}$$

入射质子与原子核作用，除了出射的 K^+ 介子以外，还有一个质子飞出。由 pp 碰撞产生 K^+ 介子的基本过程可知，Λ 超子也同时产生，如果适当选取反应运动学，可以使入射质子转移到 Λ 超子的动量最小，这时，Λ 超子的动量可以在几百 MeV 附近，这种反应将有利于 Λ 超核的形成。在 DWIA 框架下，利用介子交换模型，敬罕涛等[63]对于这种反应进行了计算，发现这种反应的截面比到达二体末态的超核产生反应截面大得多。

§6.7　中高能 pA 碰撞引起的其他反应

6.7.1　pA 碰撞中其他介子产生

前面已经讨论了 NN 碰撞中单 π 介子产生，当入射质子的能量足够高时，pA 碰撞中可以产生两个 π 介子。这两个 π 介子有可能是通过 σ、ρ、$f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 等介子的产生和衰变而产生的。所以，我们可以通过研究 NN 碰撞中双 π 介子产生得到 σ、ρ、$f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的信息。在核物质中 σ、ρ、$f_0(980)$ 和 $a_0(980)$ 的性质会有什么变化是人们十分感兴趣的问题。研究核子-核碰撞中双 π 介子产生有可能得到这方面的信息。双 π 介子产生如果发生在原子核内，ππ 相互作用将受到原子核的多体修正。此外，ππ 相互作用还会有新的作用机制。姜焕清等[64]曾利用手征幺正理论研究了核物质中 $T=0$，$S=0$ 道的 ππ 相互作用且发现，由于 π 介子在核物质内可以有粒子-空穴和 Δ-空穴的传播，ππ 不变质量谱的强度要向低能端移动，而且移动的大小与核物质的平均费米动量有关。如果这种预言是对的，质子与原子核以及核-核碰撞实验中产生双 π 介子的不变质量谱会向小的方向移动。

有理论预言，ω 和 φ 介子与核子的作用有可能是吸引的[65]。从不同的理论出发，例

如，Bernard 等从 NJL 模型出发和 Saito 等从夸克-介子耦合模型出发分别研究了 ω 等介子的质量在原子核内的修正，得到 ω 介子与原子核的吸引相互作用势[66]。因此，人们期望寻找 ω 介子与核可能形成的束缚态或共振态。按照夸克模型，φ 介子是由 $s\bar{s}$ 组成，它与核子的相互作用不可能有单胶子交换，φ 介子与核子之间的作用只能是双胶子交换提供的范德瓦尔斯吸引力。实验上寻找 ω 和 φ 介子与核形成的束缚态是研究这种相互作用的一种手段。在 pp 碰撞中产生的 ω 和 φ 介子如果发生在原子核内，这个 ω 或 φ 介子就有机会被原子核束缚。利用光子在原子核上的反应已经发现了 ωA 存在束缚的迹象[67]。利用质子与原子核作用，同样可以研究 ω 和 φ 介子与核可能形成的束缚态或共振态的可能性。

我们可以考虑下列反应：

$$p + A \rightarrow p + \omega A, \tag{6.131}$$

$$p + A \rightarrow p + \phi A。 \tag{6.132}$$

同样，这种反应也是大动量转移，反应截面也会很小。如果考虑下列的另一类反应，

$$p + A \rightarrow p + p + \omega(A-1), \tag{6.133}$$

$$p + A \rightarrow p + p + \phi(A-1)。 \tag{6.134}$$

选取适当反应运动学，产生的 ω 和 φ 介子的动量有可能很小。如果 ω 和 φ 介子与核可能形成束缚态，在这类实验中将有可能观测到。对于这种反应需要仔细的理论和实验研究。

6.7.2 pA 碰撞引起的散裂反应与散裂中子源

当动能为 1 GeV 左右的轻离子与一个原子核碰撞时，可以将原子核打散，从而产生大量的核子，其中主要是中子。这种核反应称之为散裂反应(spallation reaction)。这种核反应不释放那么高的能量，但它可以将一个原子核打成几块，这个过程中会产生中子、质子、介子、中微子等产物，由于在散裂反应中发射的某些核子可以有足够高的能量，它们可以在薄靶中在周围原子核上引起另一次散裂反应，即核外级联。一个质子在厚靶大概可以产生 20～30 个中子。这样，动能为 1 GeV 左右的强流质子束流轰击重核的厚靶，可以产生强流强的中子束流，这就是散裂中子源(spallation neutron source)。这种反应的重要性在 20 世纪 40 年代就被人们所注意，这样用质子束流有可能产生高流强的中子束。随着强流质子加速器技术的进步，从中子流强的角度，现在能够设计出与裂变反应堆相比或更强的散裂中子源。这就使得人们对散裂反应物理重新引起了兴趣。

人们之所以对散裂中子源感兴趣，来自于中子在研究物质结构以及其他应用方面的成功。中子的发现及其应用是 20 世纪最重要的科技成就之一。中子诱发核裂变的发现导致了核武器和核能源的开发。中子是研究物质结构和动力学性质的理想探针，中子散射技术已在很多基础学科中如凝聚态物理(固体和液体)，化学(特别是高分子化学)，生

物工程，生命科学，材料科学（特别是纳米材料科学）等多学科领域的研究中被广泛采用。中子生产的人工放射性同位素、中子活化分析、中子掺杂生产半导体器件、中子辐照加工等等，已被广泛应用于医疗和工业，并产生了巨大的经济效益。

散裂中子源的出现突破了反应堆中子源中子通量的极限。20 世纪 80 年代起，质子加速器驱动的散裂中子源，逐渐地进入实际应用阶段。其原理比较简单，用中能强流质子加速器，产生 1 GeV 左右的中能质子（束功率为兆瓦量级）轰击重元素靶（如铅、钨或者铀、钍重靶），在靶中产生散裂反应。这种中子源具有高有效中子通量、无放射性核废料等特征。

散裂中子源的特点是在比较小的体积内可产生比较高的中子通量，散裂中子源的脉冲特性是由加速器所决定的，因此它的脉冲化对于中子通量并不造成损失，如果配上飞行时间技术，可以具有很高的时间分辨性能，对于开展材料和生命科学研究，包括一些中子核物理，一些动态特性的研究极为关键。散裂中子源能提供的中子能谱更加宽广，它可以提供的中子的动能可以从几个 eV 到几百 MeV，大大地扩展了中子科学研究的范围，拓深了中子科学研究的领域。发达国家正把建设高性能散裂中子源作为提高科技创新能力的重要措施。我国也已正式立项在建设散裂中子源。

§6.8　问题与展望

中高能质子是研究原子核性质最常用的探针，是中高能核物理的重要研究领域，这方面的研究已经有很长的历史。质子探针是研究强作用的最基本的探针。π 介子、K 介子等其他强作用探针都是用质子产生的次级探针，因此，研究清楚质子与核的作用对于认识强作用具有基本的意义。

按照传统的原子核物理学的看法，原子核基本上是由质子和中子组成，核子之间的强作用在相距较远时，是按照 π、ρ 等介子交换来描述的，量子力学是支配其运动规律的动力学。在这些基础上，原子核的单粒子运动，集体运动等运动形态已经得到了确认。尽管人们对原子核的性质有了相当多的了解，尽管原子核物理学所发展的实验和理论方法，以及对原子核的认识已在许多基础科学及能源、国防、工农业生产、医学等诸多方面得到了十分广阔的应用，但是人们对于原子核这一层次的认识还是很不完全的。随着对于物质的基本结构认识的深化及实验技术的提高，原子核物理学面临挑战。

一方面的挑战来源于人们对物质结构的认识在不断深化。这是因为质子、中子及强相互作用中起媒介作用的介子都不再是基本的粒子，而是有结构的。核子也可以被激发，强子是由更基本的粒子——夸克组成，而夸克之间是通过胶子的交换而发生作用的。首先一个问题是：把原子核看成由核子组成的这一认识，在多大的程度上是可靠的？换句话说，原子核的组分除了质子和中子以外，还要不要明显地考虑介子自由度，核子激发态的自由度，甚至夸克-胶子自由度？其次，由于更基本的强相互作用是夸克之间的胶子

交换，那么，如何从这一更基本的层次上来认识核力，特别是人们最不清楚的核力的短程行为是摆在我们面前的重要任务。再次，人们相信 QCD 是强相互作用最有希望的理论，那么对于原子核建立在非相对论量子力学基础上的描述在多大程度上是可靠的？当然，这种对原子核的现代认识，存在着一系列带根本性的问题。例如，夸克禁闭是量子色动力学的一个特征。也就是说，核子或介子内的夸克是不能跑出来的，它们总是“禁闭”在强子内的，那么，原子核这一多强子体系中，夸克能不能解除或部分解除禁闭。换句话说，原子核内有没有夸克自由度的外露是一个带根本性的问题。目前，将已知的原子核物理学现象与夸克、胶子及相应的 QCD 理论相联系是摆在核物理学家和粒子物理学家面前具有挑战性的任务。

大家都相信，QCD 的自由度是夸克和胶子，夸克和胶子的作用是由于它们的色荷引起的。强作用相关的自由度似乎与能量的尺度有关，也就是说，与探测的波长有关。在短波长，动力学过程受到按费曼规则从 QCD 拉格朗日量推导出来的色自由度所控制。在长波的极限下，带色的夸克-胶子场不起明显的作用。当一个强作用过程的能动量转移小于 1 GeV 的量级时，除了对强子中的夸克和胶子禁闭其作用以外，色荷自由度不再表现出来。在这种情况下，这些强子的强作用可以用一种有效的拉格朗日量来描述，这种拉格朗日量的基本场量是色中性的强子场。在这个能区，夸克胶子自由度除了在强子分类的意义上有所体现以外再也看不到了。QCD 的低能结构等价于一种相互作用的强子场的有效理论。从基本理论到有效理论的过渡产生一种相变，它与没有质量的 QCD 的手征对称的自发破缺相联系。当能量再升高时，可以探测更短的波长，这时，夸克-胶子的自由度变得相关了，必须予以考虑。

当入射质子的能量非常高时，原子核的结构效应又变得不十分重要了，从研究原子核结构的角度，利用质子束流研究原子核所需要的能量又不是太高，而研究原子核内的非核子自由度又需要大动量转移的过程。所以，这里工作在 QCD 的非微扰区域，这样从 QCD 出发来认识原子核还不可能。在分析中高能质子与原子核作用时，总是先在核子层次上来分析，然后从中找出需要考虑非核子自由度的表现。当入射能量在 π 介子产生阈能以上时，情况更复杂。即使在强子层次，也需要将各种介子产生的末态和各种中间的核子激发态耦合在一起，系统分析实验，得出合理的结论。

当前，核物理的研究有如下的前沿[67]：

1. 探索核物质中的夸克自由度，以及描述它的强相互作用理论，包括对原子核中介子自由度的探索；

2. 研究高温和高核密度情况下核的状态方程，以及夸克-胶子等离子体的状态方程；

3. 研究温度、角动量和质子/中子比处于极端条件下的核结构；

4. 用核物质对强相互作用和弱电相互作用的基本特性做精确的研究，即标准模型的精确检验，包括了对天体物理学和太阳物理学中的中微子的研究。

为了上述研究，高能强流电子加速器，相对论重离子加速器，放射性束流装置以及中

微子探针等受到了重视。然而，作为最基本的质子探针仍然是认识这些基本问题不可缺少的手段。

NN 相互作用的研究仍然是中高能核物理中的一个核心问题，而从实验角度，NN 散射与质子-原子核散射仍然是获得 NN 相互作用信息的重要来源。对于一个确定入射能量的质子—质子散射，在每一个散射角都需要九个独立的测量来完全确定九个参数。在介子产生以下的能量，我们还可以进一步用幺正性条件进一步限制，则完全测量需要有 5 个实验。从实验角度，pp 与 pA 相互作用的测量远没有完成。极化束流和极化靶的实验还很稀少，对于各种自旋相关的观测量的实验和理论研究必将对于认识强作用以及原子核的内部结构具有重要意义。从理论角度认识质子-原子核的作用仍然存在着挑战性的问题。首先人们要研究在原子核内的 NN 相互作用与自由空间的 NN 相互作用的区别。其次，引起的各种介子产生过程的研究还处于初步阶段，对于这种过程深入和系统的研究，将有利于认识这些介子及其他新发现的介子。介子产生过程的研究还对于认识各种重子激发态以及这些强子在原子核内的性质都具有重要意义。

参考文献

[1] Lock W O, Measday D F. Intermediate Energy Nuclear Physics. London: Methuem, 1770.

[2] Chiang H C, Huefner J. Nucl Phys A, 1980,349:466.

[3] Hoshizaki N. Supp Prog Theor Phys, 1968,42:107.

[4] Arndt R A, et al. Phys Rev, 1966,141:873.

[5] Lacombe M, et al. Phys Rev C, 1980,21:861.

[6] Haidenbauer J, et al. Adv Nucl Phys, 1989,19,189.

[7] Stoke V G, et al. Phys Rev C, 1994,49:2950.

[8] Isgur N. Proc of Inter Sym on Medium Energy Physics, World Sci, 1987.

[9] Mandelstam S. Proc Roy Soc A, 1958,244:491.

[10] Alexander G, et al. Nucl Phys B, 1968,7:284.

[11] Hanhart C. Phys Rept, 2004,397:155 - 256.

[12] Moskal P, et al. Prog Part Nucl Phys, 2004,49.

[13] Liu B C, Zou B S. Phys Rev Lett, 2006,86:042002.

[14] Xie J J, Zou B S, Chiang H C. arXiv:0705.3950.

[15] Watson K M. Phys Rev, 1953,89:575.

[16] Kerman A K, McManus H, Thaler R M. Ann Phys, 1959,8:551. Huefner J, Mahaux C. Ann Phys, 1972,73:299.

[17] Glauber R J. Lectures in Theoretical Physics. New York: Interscience, 1959.

[18] Glauber R J, Martthiae G. Nucl Phys B, 1970,21:135.

[19] Ning P Z, Halderson D. J Phys G, 1985,11:827.

[20] Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys Rev C, 1977,16:80.

[21] Bauge E, et al. Phys Rev C, 2001,63:024607.

[22] Clark B C, et al. Phys Rev C, 2003,67:054605.
[23] Wallace S J. Proc of Inter Sym On Medium Energy Physics. World Sci,1987,209.
[24] Rong J, Ma Z Y, Van Giai N. Phys Rev C, 2006,73:014614. Ma Z Y, Liu L. Phys Rev C, 2003,66:024321.
[25] Jakobsson B, et al. Phys Rev Letts, 1997,78:3828.
[26] Burkert V. Perspectives in the structure of hadronic systems. New York: Plenum press, 1994.
[27] Particle Data Group. Journal of Physics G, 2007,33:1.
[28] Glozman L, et al. Phys Rev D, 1998,58:094030. Bijker R, Iachello F, Leviatan A. Ann Phys, 1994,236:69.
[29] Weise W. Proceedings of Int Conf Baryons. arXiv: hep-ph/0206051.
[30] Zou B S. Nucl Phys A, 2000,675:167;2001,684:330.
[31] Ping R G , Chiang H C, Zou B S. Phys Rev D, 2002,66:058217.
[32] Morsch H P, et al. Phys Rev Lett, 1992,69:1336.
[33] Hirenzaki S, de Cordoba P F, Oset E. Phys Rev C, 1996,53:277.
[34] 袁宏宽等.高能物理与核物理,2004,28:961.
[35] Tatischeff B, et al. Proceedings of 10th International Seminar on High-energy Physics Problems. Dubna, USSR, 1990,177.
[36] Nakano T, et al. Phys Rev Lett, 2004,91:012002.
[37] Zhu S L. Int J Mod Phys A, 2004,19:3439.
[38] Lu X R, et al.北京大学学报(自然科学版),2003,39:44.
[39] Diakonov D, et al. Z Phys A, 1997,359:305.
[40] Zhu S L. J Mod Phys A, 2005,20:1548. Ken H. J Phys Conference series 9,2005,183.
[41] Burkert V D. Int J Mod phys A, 2006,21:1764.
[42] Liu W and Ko C M. Phys Rev C, 2003,68:045203.
[43] 李贵军等.高能物理与核物理,2006,30:542.
[44] Yang Y C, et al.高能物理与核物理,2008,32.
[45] Bhalerao B S, Liu L C. Phys Rev Lett, 1985,54:865. Haider Q, Liu L C. Phys Lett B, 1986, 172:257.
[46] Chiang H C, Oset E, Liu L C. Phys Rev C, 1991,44:738.
[47] Ning P Z. 高能物理与核物理,2007,31:1. Zhong X H, et al. Phys Rev C, 2006,73,015205.
[48] Brown G E, Rho M. Phys Rev Lett, 1991,66:2027.
[49] Nelson A E, Kaplan D. Phys Lett B, 1987,192:193.
[50] Sturm C, et al. Phys Rev Lett, 2001,86:9.
[51] Buescher M, et al. Phys Rev C, 2003,65:014603.
[52] Abrosimov S K, et al. JETP, 1988,67:2177.
[53] Debowski M, et al. Z Phys A, 1996,356:313.
[54] Badala A, et al. Phys Rev Lett, 1998,80:4863.
[55] Akindinov A V, et al. JETP Lett, 2000,72:100.
[56] Buescher M, et al. Z Phys A, 1996,335:93.

[57] Koptev K, et al. Phys Rev Lett, 2001,87:022301.

[58] Scheinast W. The KaoS Collaboration ACTA Physica Polonica B, 2000,31:10.

[59] Rudy Z, et al. E Phys J A, 2002,15:303.

[60] Chrien R E, Dover C. Annu Rev Nucl Part Sci, 1989,39:113.

[61] Hotchi H, et al. Phys Rev C, 2001,64:044302.

[62] Kingler J, et al. Nucl Phys A, 1998,634:325.

[63] 敬罕涛,沈彭年,姜焕清. to be published.

[64] Chiang H C, Oset E, Vacas M J V. Nucl Phys A, 1998,644:77.

[65] Koike Y. Phys Rev C, 1995,51:1488.

[66] Saito K, Tsushima K, Thomas A W. Prog Part Nucl Phys, 2007,58:1. Bernard V, Meißner U G. Nucl Phys A, 1988,489:647.

[67] Messchendorp J G, et al. Eur Phys J A, 2001,11:95.

[68] 何祚庥. 基本物质科学和辐射技术. 山东教育出版社,2000,56.

第7章

π介子与原子核的相互作用

§7.1 引述：π介子探针与π核相互作用

除核子以外，π介子是人们很早就认识到的另一个强相互作用粒子。早在1935年，日本物理学家汤川秀树根据当时认识到的核力特点就提出了理论预言：核力是由π介子交换(meson exchange)而产生和传递的。直到1947年人们才在宇宙射线(cosmic ray)中找到了π介子。现在我们知道，π介子是独立存在的最轻的强作用粒子，它的自旋为0，宇称为负，有三种电荷状态。π介子本身的性质以及后来发现的πN相互作用的特点使得人们期望，用π介子作探针来研究原子核这个强作用多核子系统具有特别的灵敏性，可望得到用别的粒子探测不到的原子核性质。

历史上，对于πN物理的研究，在很大程度上受到质子-核强作用研究经验(参见第6章)的影响。在质子-核相互作用的研究中，理论上的问题是清楚的。首先假定一个大体符合二体实验数据的NN相互作用，再从这个NN二体相互作用出发，预言质子-原子核反应的机制与特性。质子-核相互作用与NN相互作用的区别主要来自原子核的多体修正。此外，核内的NN相互作用可以是离能壳的。通过与实验的比较，可以了解到离壳效应以及核内的短程关联等信息，还可以得到一些用电子探针难以得到的核结构知识。例如，核内中子密度分布等。

然而，π介子与原子核的相互作用要比质子与原子核相互作用复杂得多，很难放在同样的、一般性的理论框架中去研究。即使我们已经完全了解到了πN和NN作用的信息，也很难准确地预言π-核(πA)反应。这种情况的出现并不是由于技术上的困难，而是原则上的困难。这些困难主要来自π介子本身以及πN相互作用的以下特点：

1. πN系统与核子激发态有很强的耦合。特别是在(3，3)共振能区，πN系统与Δ_{33}共振有很强的耦合。在原子核内，这些核子激发态又反过来与核内的其他核子发生作用。如果我们把每个核子激发态看成一个强子而不是一个共振态，就需要引入额外的自由度和需要知道另外一些独立的输入量，来表示核子激发态与核子的相互作用。然而由于核子激发态的不稳定性，因此很难准确地确定这些输入量。

2. π 介子是玻色子，在原子核中可以被两个或两个以上的核子吸收。这种过程的截面或几率很大，不容忽视，而这种过程又并不直接与 πN 或 NN 作用相联系。

3. 基于 QCD 的观点，π 介子本身也具有相当复杂的内部结构。它具有二重性(duality)，既是一个具有破缺的手征对称性的戈德斯通玻色子，又是一个夸克与反夸克的束缚态。这种二重性，使得人们可以把 π 介子看成是 QCD 真空的低的集体激发。这种真空结构可能在 π 介子与原子核相互作用时表现出来，也就是说，尚可能存在 πN 二体作用以外的动力学问题。

由于上述动力学因素还不甚清楚，我们不能期望通常的多重散射(multiple scattering)理论在研究 π 介子与原子核相互作用时具有很强的预言能力。另一方面，对有关上述特点的问题开展研究又是十分有意义的，例如，正因为 πN 系统与核子激发态有很强的耦合，使得 π 核物理成为研究核子激发态的强有力的工具。从 20 世纪 70 年代起，人们就对 π-核物理产生了极大兴趣，期望通过尽可能可靠地按传统理论进行计算并与实验进行比较，以对强相互作用和涉及上述新特点的问题有更进一步的认识。然而 π 核物理的研究要比质子与原子核相互作用的研究复杂得多，它既存在“经典”的不确定性，又存在新的动力学不确定性。这使得 π 核物理研究通常有两种途径，一种是尽可能减少“经典”的不确定性，像离壳效应，核结构效应等，而集中研究某些过程，以得到反应动力学方面的知识；另一种途径是选择一些过程，使得上述动力学因素不起太大的作用，这样就可以较可靠地利用 π 介子探针来研究原子核结构。

关于 π 介子与原子核相互作用研究的进展情况已有很多评论，早期的可参见文献[1]，近期的可参见文献[2-6]。

§7.2　πN 二体相互作用

7.2.1　πN 散射的同位旋分析

我们知道，π 介子是玻色子，有三种电荷状态，分别对应于同位旋为 1 的三个投影，而核子的同位旋为 1/2。π-核子(πN)相互作用可以有不同的反应道。中性 π 介子的平均寿命为$(8.4\pm0.06)\times10^{-17}$秒，故不存在 π^0 探针(在实验室中不可能有 π^0 束流)。而 $\pi^{\pm}$ 介子的平均寿命为$(2.603\,3\pm0.005)\times10^{-8}$秒，在实验室中可以制备带电 π 介子束流，利用 $\pi^{\pm}$ 介子探针进行散射实验。在 πN 相互作用研究中，与研究 NN 相互作用一样，往往必须既考虑弹性散射，又考虑非弹性散射。从运动学考虑，在 πN 碰撞中的 π 产生过程，仅当 π 介子的实验室能量大于 170 MeV 时，才有可能发生。实际上，对于 π^- p 碰撞来说，直到 250 MeV，非弹性过程仍然可以忽略，而对于 π^+ p 碰撞来说，直到 350 MeV，才需要考虑非弹性过程。对于上述能区，最重要的 πN 相互作用是以下过程：

弹性散射：

$$\pi^{\pm}+\mathrm{p}\rightarrow\pi^{\pm}+\mathrm{p}, \tag{7.1}$$

$$\pi^{\pm}+\mathrm{n}\rightarrow\pi^{\pm}+\mathrm{n}。 \tag{7.2}$$

电荷交换反应(charge exchange reaction):$\pi^- + p \to \pi^0 + n$, (7.3)

$$\pi^+ + n \to \pi^0 + p。 \tag{7.4}$$

在分析 πN 散射时,通常假定 πN 相互作用是与电荷无关的。所以,对于确定总角动量和确定宇称的 πN 系统,其相互作用将依赖于系统的总同位旋,而与 π 介子及核子的电荷状态无关,即与系统的总同位旋第三分量无关。这样,上面几种过程是相互关联的。从反应(7.1)和(7.3)就可以得到所有需要的信息。

我们知道,πN 系统的总同位旋可以为 1/2 和 3/2。在耦合表象,πN 系统的同位旋空间波函数可以表示为不同 π 介子及核子的电荷状态的组合,即

$$\left|\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right\rangle = |\pi^+ p\rangle, \tag{7.5}$$

$$\left|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}\left|\pi^0 p\right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}\left|\pi^+ n\right\rangle, \tag{7.6}$$

$$\left|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}\left|\pi^- p\right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}\left|\pi^0 n\right\rangle, \tag{7.7}$$

$$\left|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\right\rangle = |\pi^- n\rangle, \tag{7.8}$$

$$\left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}}\left|\pi^0 p\right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}\left|\pi^+ n\right\rangle, \tag{7.9}$$

$$\left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}}\left|\pi^- p\right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}\left|\pi^0 n\right\rangle。 \tag{7.10}$$

在同位旋空间,πN 散射振幅可以表示为

$$f = f_0 + f_1 \boldsymbol{t} \cdot \boldsymbol{\tau}, \tag{7.11}$$

其中 $\boldsymbol{\tau}$ 和 $\boldsymbol{t}$ 分别为 π 介子及核子的同位旋算符,$f_0 = \left[M\left(\frac{1}{2}\right) + 2M\left(\frac{3}{2}\right)\right]/3$ 和 $f_1 = \left[M\left(\frac{3}{2}\right) - M\left(\frac{1}{2}\right)\right]/3$ 分别是 πN 散射振幅的同位旋标量和同位旋矢量部分。$M\left(\frac{1}{2}\right)$ 和 $M\left(\frac{3}{2}\right)$ 分别对应于同位旋为 1/2 和 3/2 的 πN 散射振幅。用 $|\bar{i}\rangle$ 和 $|\bar{f}\rangle$ 分别描述初、末态动量及核子自旋波函数,从(7.11)式可以很容易得到各种不同电荷状态的散射过程(7.1)至(7.4)的振幅,

$$\langle \pi^+ p, \bar{f} | M | \bar{i}, \pi^+ p\rangle = \left\langle \bar{f}\left|M\left(\frac{3}{2}\right)\right|\bar{i}\right\rangle, \tag{7.12}$$

$$\langle \pi^- p, \bar{f} | M | \bar{i}, \pi^- p\rangle = \frac{1}{3}\left\langle \bar{f}\left|M\left(\frac{3}{2}\right)\right|\bar{i}\right\rangle + \frac{2}{3}\left\langle \bar{f}\left|M\left(\frac{1}{2}\right)\right|\bar{i}\right\rangle。 \tag{7.13}$$

$$\langle \pi^0 \mathrm{n}, \bar{f} \mid M \mid \bar{i}, \pi^- \mathrm{p} \rangle = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(\left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{3}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle - \left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{1}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle \right)。 \tag{7.14}$$

从(7.12)至(7.14)式可以看出，从振幅 $M\left(\frac{1}{2}\right)$ 和 $M\left(\frac{3}{2}\right)$ 可以得到各种 πN 弹性散射的微分截面和总截面，再利用光学定理，可以得到 πN 散射的总截面。例如，$\pi^+ \mathrm{p}$ 弹性散射微分截面可写为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{el}}_{\pi^+ \mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} = \left| \left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{3}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle \right|^2。 \tag{7.15}$$

$\pi^- \mathrm{p}$ 弹性散射微分截面为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{el}}_{\pi^- \mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} = \left| \frac{1}{3}\left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{3}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle + \frac{2}{3}\left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{1}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle \right|^2。 \tag{7.16}$$

$\pi^- \mathrm{p}$ 电荷交换反应微分截面为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{SCX}}_{\pi^- \mathrm{p} \to \pi^0 \mathrm{n}}}{\mathrm{d}\Omega} = \left| \frac{\sqrt{2}}{3}\left[\left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{3}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle - \left\langle \bar{f} \middle| M\left(\frac{1}{2}\right) \middle| \bar{i} \right\rangle \right] \right|^2。 \tag{7.17}$$

从(7.14)至(7.16)式可见，如果在某一能区只有 $T=3/2$ 道起作用，则满足下面的比例关系，即

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{el}}_{\pi^+ \mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} : \frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{el}}_{\pi^- \mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} : \frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{SCX}}_{\pi^- \mathrm{p} \to \pi^0 \mathrm{n}}}{\mathrm{d}\Omega} = 9 : 1 : 2。$$

实验表明，在入射能量小于 200 MeV 时，上述关系基本成立，$T=1/2$ 道的贡献很小。而在 600～900 MeV 的一些共振峰只在的 $\pi^- \mathrm{p}$ 总截面中出现，这说明这些共振是同位旋为 1/2 的共振。

7.2.2　πN 散射振幅的分波展开与相移分析

自旋为 0 的 π 介子与自旋为 1/2 的核子散射，如果 πN 系统的相对轨道角动量为 l，则总角动量为 $J = l + 1/2$ 或 $J = l - 1/2$。在质心系总同位旋为 T 的散射振幅可以写为

$$M(T) = f^{(T)}(\theta) + (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{n}) g^{(T)}(\theta), \tag{7.18}$$

其中 θ 是散射角，$\boldsymbol{\sigma}$ 是泡利矩阵(Pauli matrix)，$\boldsymbol{n} = \boldsymbol{q}_\mathrm{i} \times \boldsymbol{q}_\mathrm{f} / |\boldsymbol{q}_\mathrm{i} \times \boldsymbol{q}_\mathrm{f}|$，$\boldsymbol{q}_\mathrm{i}$ 和 $\boldsymbol{q}_\mathrm{f}$ 分别是入射和出射 π 介子的动量。$f^{(T)}(\theta)$ 和 $g^{(T)}(\theta)$ 分别对应于不引起核子自旋翻转和引起核子自旋翻转的振幅，它们可以按照分波展开，

$$f^{(T)}(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \{ (l+1) f^{(T)}_{(l+1/2)} + l f^{(T)}_{(l-1/2)} \} P_l(\cos\theta), \tag{7.19}$$

$$g^{(T)}(\theta) = \mathrm{i}\sum_{l=1}^{\infty}\{f^{(T)}_{(l+1/2)} - f^{(T)}_{(l-1/2)}\}P'_l(\cos\theta), \tag{7.20}$$

其中 $f^{(T)}_{(J)}$ 为分波散射振幅，它原则上是一个复数，并与总同位旋为 T、总角动量为 J 的分波相移 δ^{2T}_{2J} 相联系，即

$$f^{(T)}_{(J)} = \frac{\exp[2\mathrm{i}\delta^{2T}_{2J}] - 1}{2\mathrm{i}q}。 \tag{7.21}$$

这里，分波相移 δ^{2T}_{2J} 原则上是复数，它的虚部表示非弹性过程的影响，有时人们习惯地定义一个非弹性系数 η^{2T}_{2J}，而把 δ^{2T}_{2J} 仅看作出射相应分波相位相对于入射波相位的改变，则分波散射振幅可以重新写为

$$f^{(T)}_{(J)} \equiv a_{2T,2J} = \frac{\eta^{2T}_{2J}\exp[2\mathrm{i}\delta^{2T}_{2J}] - 1}{2\mathrm{i}q}。 \tag{7.22}$$

这时，δ^{2T}_{2J} 是实数。从上一节的讨论可知，在 πN 电荷无关性假定下，只要知道了各个分波的相移和非弹性系数 η^{2T}_{2J}，就可以得到各种电荷状态的 πN 散射微分截面、弹性总截面和 πN 作用总截面。

实验上，对于一个 π 介子的能量，在一些角度对于 πN 弹性散射、电荷交换以及反冲核子的极化进行测量后，就可以利用上面的公式进行相移分析，得到最佳符合 πN 散射实验的相移。理论上，在一定模型假定下，可以直接计算 πN 散射相移。由理论计算结果与实验数据的比较，可以提取 πN 强相互作用的信息。

相移分析对于认识 πN 强相互作用以及发现核子共振态起着非常重要的作用。在入射 π 介子能量不是太高的情况下，例如，在 200 MeV 以下，起主要作用的分波是 S 波和 P 波。对于 S 波，$J=1/2$，相应的 $T=1/2$ 和 $3/2$ 的振幅通常简写为 a_1、a_3。对于 P 波，J 可以为 $1/2$ 和 $3/2$，其振幅分别记为 $a_{1,1}$、$a_{1,3}$、$a_{3,1}$ 和 $a_{3,3}$。在不考虑库仑散射的情况下，独立的 πN 振幅有 a_1、a_3、$a_{1,1}$、$a_{1,3}$、$a_{3,1}$ 和 $a_{3,3}$。由这些振幅可以得到各种截面。

另一方面，在只考虑 S 波和 P 波的情况下，对应每一个入射能量，由实验得到的 πp 弹性散射微分截面可以用九个系数来描述，

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{el}}_{\pi^+\mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} = A_+ + B_+\cos\theta + C_+\cos^2\theta, \tag{7.23}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{el}}_{\pi^-\mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} = A_- + B_-\cos\theta + C_-\cos^2\theta, \tag{7.24}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{scx}}_{\pi^-\mathrm{p}}}{\mathrm{d}\Omega} = A_0 + B_0\cos\theta + C_0\cos^2\theta。 \tag{7.25}$$

从微分截面的测量可以定出这九个系数，利用(7.18)至(7.21)式，从这九个系数可以得到 a_1、a_3、$a_{1,1}$、$a_{1,3}$、$a_{3,1}$ 和 $a_{3,3}$，从而得到各个分波的相移和非弹性系数，这个过程就是相移分析。

值得指出的是，在一定的精确度范围内，相移方程的解不是唯一的，特别是相移的符号确定有不确定性。为了消除这种不确定性，还需做一些新的实验。一类重要的实验是精确测量 π^- 介子的 X 射线。π^- 介子的能级以及能级间跃迁放出的 X 射线主要是库仑相互作用决定的。然而，由于 π 介子玻尔轨道半径很小，π^- 核之间存在强相互作用，π 介子在原子核上还可能被吸收。这样，强相互作用会对 π^- 原子能级位置和能级宽度有一定的影响。在过去 40 多年里，人们进行了系统的实验和理论研究，提取出的一个重要结果是，K 系列的 π 原子 X 射线的能量由于核与 π 介子的作用而减小，这相当于 S 态的 π^- 介子和核之间有一个排斥作用，这就帮助澄清了 S 波相移符号的不确定性。另一个重要的实验是观测核散射与库仑散射的相干。这也有助于澄清相移符号决定中的不确定性。在 120 MeV 的 π^- p 散射中发现核散射与库仑散射的相干是相抵消的，由于在这个能量主要是 $J=3/2$ 和 $T=3/2$ 道的贡献，由此得出 $\delta_{33}>0$。此外，对于反冲核子的极化度的测量也用于不同相移参数。详细的分析参见文献[7]。目前，低能的相移分析结果为

$$\begin{aligned}
\delta_1 &= (0.17 \pm 0.03)\eta, \\
\delta_3 &= (-0.107 \pm 0.003)\eta, \\
\delta_{11} &= (0.05 \pm 0.33)\eta^3, \\
\delta_{13} &= (-0.14 \pm 0.07)\eta^3, \\
\delta_{31} &= (-0.041 \pm 0.004)\eta^3, \\
\delta_{33} &= (0.217 \pm 0.004)\eta^3,
\end{aligned} \tag{7.26}$$

其中 η 是质心系以 $m_\pi C$ 为单位 π 介子的动量。

当能量大于 300 MeV 时，D 波的影响不可忽略，角分布中应包括 $\cos^3\theta$ 相，到了 400 MeV 有可能发生 π 产生反应 $\pi+N\rightarrow\pi+\pi+N$，在能量超过 760 MeV 还可能产生奇异粒子(strange particle)，如 $\pi+N\rightarrow\Lambda+K$。

7.2.3　πN 相互作用的基本理论

为了认识 πN 相互作用的本质，还需要从基本理论出发来认识它。我们知道，最有希望的强相互作用理论是 QCD。然而，由于我们所讨论的问题是在 QCD 的非微扰区，而目前对于 QCD 中夸克禁闭(quark confinement)的认识以及对非微扰的处理都存在困难，虽然在微观方面的研究已有很多，但 πN 相互作用的理论研究本质上还处于唯象或半唯象的阶段。

由于这里我们关心的是利用已知 πN 相互作用的知识，解释丰富的 π 介子与原子核相互作用的各种现象，我们感兴趣的是得到可靠的 πN 相互作用 t 矩阵。然而即使如此，在 πA 光学势的微观理论和 πA 反应的研究中，人们需要知道离壳的 πN 散射 t 矩阵。所以，我们希望 πN 相互作用理论要便于从在壳向离壳的推广。目前，比较常用的理论模型有三种：在强子层次上，基于场论的静态模型(static model)，一种唯象的可分离势模型

(separable potential model)和明显引入 Δ 自由度的核子激发态模型。

基于场论的静态模型最早的研究当推乔-洛理论(Chow-Low theory)。这种理论很类似于从单 π 交换出发得到两核子之间相互作用单 π 交换势(OPEP)的汤川理论,它也是从基本的 π 介子与静态核子的耦合出发,微扰地计算 πN 散射的费恩曼图,从而得到 πN 散射振幅并与 πN 散射实验比较。基于这个理论对玻恩项的计算得到了一个重要结论,就是当 πN 系统的同位旋为 3/2、总角动量为 3/2 时,相互作用势吸引的,其他道是排斥的。因此,只要有足够强的耦合,就可以产生(3, 3)共振。

按照 QCD,π 介子和核子都是有结构的,它们之间的相互作用本质上是夸克-夸克之间的相互作用,应该在 QCD 的框架内来处理。正如上面提到的,由于非微扰的困难,目前还无法严格从 QCD 出发来讨论 π 介子和核子之间的作用。然而,QCD 的拉格朗日量有一个基本的对称性—手征对称性。手征微扰论是在强子层次上具有 QCD 对称性的有效理论,近年来已被应用于介子-核子作用的研究,特别是幺正手征理论在认识新的强子态方面,得到了很好的应用。另外,基于介子交换来研究 πN 和介子-介子相互作用方面也有很大的进展[8—11]。

一种便于推广到离壳 πN 散射 t 矩阵的模型理论是可分离势模型,这个模型假定 πN 相互作用可以用一种可分离的势来描述,例如下式中给出的势,

$$V(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{q}, E) = \sum_l (2l+1) P_l(p, \hat{q}) \lambda_l U_l(p) U_l(q), \tag{7.27}$$

其中 $U_l(q)$称为形状因子。分波 t 矩阵的表达式为

$$t_l(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{q}, E) = \lambda_l U_l(p) U_l(q) / D_l(E^+), \tag{7.28}$$

它与在壳分波 t 矩阵 $t_l^{\mathrm{on}}(E)$有如下关系,

$$t_l(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{q}, E) = \frac{U_l(p)}{U_l(k_E)} t_l^{\mathrm{on}}(E) \frac{U_l(q)}{U_l(k_E)}。 \tag{7.29}$$

在(7.28)式中

$$D_l(E^+) = 1 - \int \frac{\mathrm{d}t}{(2\pi)^3} \frac{\lambda_l U_l(t) U_l(t)}{E - t^2/2m_\pi + \mathrm{i}\varepsilon}。 \tag{7.30}$$

上式称为 Fredholm 行列式。另一方面,在壳分波 t 矩阵 $t_l^{\mathrm{on}}(E)$可以按照分波复相移来表示,即

$$t_l(E(k)) = -\exp(i\delta_l(k)) \sin(\delta_l(k)) / (2\mu(k)k), \tag{7.31}$$

其中 $\mu(k)$由下式给出,

$$\mu(k) = E_\pi(k) E_{\mathrm{N}}(k) / [E_\pi(k) + E_{\mathrm{N}}(k)]。 \tag{7.32}$$

从实验相移可以得到 $\lambda_l U_l(k)^2$,从而得到离壳的 πN 相互作用势。可分离势模型已被广

泛应用于 πN 相互作用的研究中。它之所以受欢迎，首先是它用于势散射时方程容易求解；其次，容易从散射相移确定模型需要的形状因子。另外，它给出了一个好的离壳的 πN 散射 t 矩阵。然而，π 介子的量子场性质决定了 πN 散射 t 矩阵有更复杂的解析结构。

由于在能量为 200 MeV 以下的 πN 系统与 Δ_{33} 共振有很强的耦合，一个自然的想法是引入一个新的自由度 Δ，这就是 Δ－isobar 模型。在这个模型中，πN 的 t 矩阵可以写成两部分，Δ 共振部分和没有 Δ 的非共振部分，

$$t_{\pi N}(E) = t_{\pi N}^{bg}(E) + t_{\pi N}^{\Delta}(E)。 \tag{7.33}$$

而 Δ 共振部分可写为

$$t_{\pi N}^{\Delta}(E) = f_{\pi N\Delta} G_{\Delta} f_{\pi N\Delta}^{+}, \tag{7.34}$$

其中 G_{Δ} 是 Δ 的传播子，其表达式为

$$G_{\Delta}(E) = \frac{1}{E - m_{\Delta} + i\Gamma/2}, \tag{7.35}$$

其中 m_{Δ} 和 Γ 分别是 Δ 的质量和衰变宽度(decay width)，$f_{\pi N\Delta}$ 是 πΔN 的耦合顶角(coupling vertex)。非共振部分可以通过非(3，3)分波的相移得到。在后面的讨论中，我们会看到，在考虑了 Δ 的质量和衰变宽度的多体修正以后，这样一个模型，很容易用到 π 介子与原子核的散射上。

§7.3　πN 散射与重子共振

在很长一段时间里 πN 散射是研究重子共振态的最重要的手段。通过 πN 散射已经发现了多个重子共振态[12]。我们先分析一下如何通过 πN 散射研究重子共振态的[13]。

7.3.1　共振态与相移

如果某一物理过程只有一个分波起作用，则可以直接从散射振幅得到下面的相移，

$$f_l(k) = \frac{1}{2i}[\eta_l e^{2i\delta_l(k)} - 1], \tag{7.36}$$

$f_l(k)$是一个复数，知道了 $f_l(k)$，可以得到 δ_l 和 η_l。从上式可见，当 $\delta_l = n\pi/2$，$n=1$，3，5…时，$|f_l|$得到极大值。所以，当在某一能量 k_0 附近，$\delta_l(k)$在 ΔK 范围内很快增加了 π，表明在 k_0 附近必有一个共振态。在相移分析的基础上，从相移随能量变化的行为，可以判断是否有共振态。

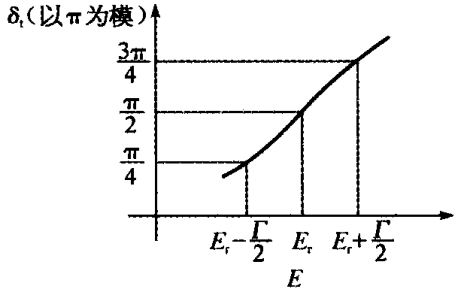


图 7－1　在共振能量附近相移与能量的关系

7.3.2 布莱特-维格纳共振

在 $\eta_l=1$ 的情况下，散射振幅可表示为

$$f_l(E) = e^{i\delta_l(E)}\sin\delta_l(E) = \frac{1}{\cot\delta_l(E)-i}。\tag{7.37}$$

如果在某一个能量 E_R 存在共振态，我们可以把 $\cot\delta_l(E)$ 在共振能量 E_R 附近展开，

$$\cot\delta_l(E) = \cot\delta_l(E_R)+(E-E_R)\left[\frac{d}{dE}\cot\delta_l(E)\right]_{E=E_R}+\cdots,\tag{7.38}$$

在共振能量 E_R，$\delta_l(E_R)=n\pi/2$，$\cot\delta_l(E_R)=0$。当 $(E-E_R)$ 较小时，(7.38)式可以只取 $(E-E_R)$ 的一次项，这样就得到

$$\cot\delta_l(E) \approx -(E-E_R)\frac{2}{\Gamma},\tag{7.39}$$

这里

$$\frac{2}{\Gamma} = -\left[\frac{d}{dE}\cot\delta_l(E)\right]_{E=E_R},\tag{7.40}$$

其中 Γ 为共振态的能量宽度。由此，分波散射振幅和截面可以写成一种更简单的形式，即

$$f_l(E) = \frac{1}{\cot\delta_l(E)-i} \approx \frac{\Gamma/2}{(E-E_R)-i\Gamma/2},\tag{7.41}$$

$$\sigma_{el}^{l} = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1)\frac{\Gamma^2/4}{(E-E_R)^2+\Gamma^2/4}。\tag{7.42}$$

可见，截面可以简单地用共振能量和宽度两个参数来描述。这就是布莱特-维格纳公式(Breit-Wigner formula)。布莱特-维格纳公式对于宽度不是太大的单个共振态的截面是一个很好的描述。对于宽度较大或在阈能附近，人们对布莱特-维格纳公式有各种不同的改进。

7.3.3 共振态与散射振幅的解析行为：阿根图

利用 πN 散射研究共振态的另一个办法是研究散射振幅的行为。我们知道 $f_l(k)=\frac{1}{2i}[\eta_l e^{2i\delta_l(k)}-1]$ 是一个复数，给定一个能量，在 $f_l(k)$ 的复平面上对应一个矢量。改变能量，这个矢量在由散射振幅的实部和虚部构成的复平面内变化的轨迹称为阿根图(Argand plot)。例如，对于 $\eta_l=1$ 的情况，只有弹性散射，这时可以定义

$$Z = 2f_l(E) = -i[\exp(2i\delta_l)-1]。\tag{7.43}$$

Z 在复平面内的轨迹将是以 i 为圆心、以 1 为半径的圆。如果在某一能量，Z 的实部接近为

0 时，Z 的长度最长，这时对应的相移为 $n\pi/2$，这时对应于一个共振态的存在。换句话说，当质心能量变化时，散射振幅的极点对应于一个共振态，极点位置的实部对应于共振态的质量，极点位置的虚部对应于共振态的半宽度。从理论和实验上研究分波振幅随能量的变化行为，寻找分波振幅的极点位置是发现和研究共振态性质的另一个有效方法。1970 年 Ayed 等人测得 P_{33}，F_{15}，D_{15} 和 P_{11} 波的阿根图，最早证实了这些分波中共振态的存在[12]。

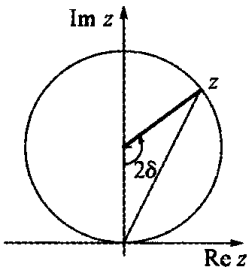


图 7－2　阿根图示意图

目前，已经发现 13 个同位旋(isospin)为 1/2 的核子激发态 N^* 和 10 个同位旋为 3/2 的核子激发态 Δ，如表 7－1 和表 7－2 所示[14]，有些激发态是在 πN 散射中首先发现的，有些是在其他实验中发现而在 πN 散射中得到证实。表中列出了利用布赖特-威格纳公式(Breit-Wigner formula)以及利用寻找极点得到的共振态质量和宽度。可以看出，不同的方法得到的共振态的质量和宽度只有小的差别。

表 7－1　已发现能量较低的 $I=1/2$ 核子激发态 N^*

共振态	J^P	布赖特-威格纳质量(MeV)	布赖特-威格纳宽度(MeV)	极点位置的实部(MeV)	-2^* 极点位置的虚部(MeV)
$N(1440)P_{11}$	$1/2^+$	1 420～1 470	200～450	1 350～1 380	160～220
$N(1520)D_{13}$	$3/2^-$	1 515～1 525	100～125	1 505～1 515	105～120
$N(1535)S_{11}$	$1/2^-$	1 525～1 545	125～175	1 490～1 530	90～250
$N(1650)S_{11}$	$1/2^-$	1 645～1 670	145～185	1 640～1 680	150～180
$N(1675)D_{15}$	$5/2^-$	1 670～1 680	130～165	1 655～1 665	125～150
$N(1680)F_{15}$	$5/2^+$	1 680～1 690	120～140	1 665～1 680	110～135
$N(1700)D_{13}$	$3/2^-$	1 650～1 750	50～150	1 630～1 730	50～150
$N(1710)P_{11}$	$1/2^+$	1 680～1 740	50～250	1 670～1 770	80～380
$N(1720)P_{13}$	$3/2^+$	1 700～1 750	150～300	1 660～1 690	115～275

表 7－2　已发现能量较低的 $I=3/2$ 核子激发态 Δ

共振态	J^P	布赖特-威格纳质量(MeV)	布赖特-威格纳宽度(MeV)	极点位置的实部(MeV)	−2(极点位置的虚部)(MeV)
$\Delta(1232)P_{33}$	$3/2^+$	1 231～1 233	116～120	1 209～1 211	98～102
$\Delta(1600)P_{33}$	$3/2^+$	1 550～1 700	250～450	1 500～1 700	200～400
$\Delta(1620)S_{31}$	$1/2^-$	1 600～1 660	135～150	1 590～1 610	115～120
$\Delta(1700)D_{33}$	$3/2^-$	1 670～1 750	200～400	1 620～1 680	160～240
$\Delta(1905)F_{35}$	$5/2^+$	1 865～1 915	270～400	1 825～1 835	265～300
$\Delta(1910)P_{31}$	$1/2^+$	1 870～1 920	190～270	1 830～1 880	200～500
$\Delta(1920)P_{33}$	$3/2^+$	1 900～1 970	150～300	1 850～1 950	200～400

7.3.4 ππ 散射与新的介子共振态

上面看到，πN 散射提供了研究核子共振态的重要途径，而 ππ 散射可以提供研究介子共振态的重要途径。由于 π 介子不可能做靶，ππ 散射数据只能间接地得到。由于在能量大于 400 MeV 的 π 介子与核子的碰撞中有可能发生下面的 π 产生反应，

$$\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N。 \tag{7.44}$$

实验上，可以观测 πp 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量谱(invariant mass spectrum)。从这种实验得到 $\pi^+\pi^-$ 散射振幅还要对产生机制做一些假定。选择适当的运动学，可以假定这个反应主要是通过 π 介子的交换发生的，可以通过这个反应中 ππ 末态不变质量谱的观测得到 ππ 相互作用的信息。目前，这个反应是得到 ππ 散射数据的重要来源。在入射 π 介子能量更高的情况下，下面的 $p(\pi, 3\pi)p$ 反应将是主要的，

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + p。 \tag{7.45}$$

假定 π 介子的交换占主导地位，反应振幅可写为[15]

$$A(s, t) \propto \frac{\langle \pi^+ p \mid T \mid \pi^+ p \rangle \langle \pi^+ \pi^- \mid T \mid \pi^+ \pi^- \rangle}{t - \mu^2} + X。 \tag{7.46}$$

可见整个反应振幅与 ππ 散射振幅有关，通过理论与实验的比较可以提取 ππ 作用的信息。上面涉及到的 $\pi^+\pi^-$ 散射振幅 $\langle \pi^+\pi^- \mid T \mid \pi^+\pi^- \rangle$ 是离壳的，需要推广到在壳，而外推的结果是模型相关的。此外还要考虑其他反应过程的影响，例如

$$\begin{aligned} K^+ + K^- &\rightarrow \pi^+ + \pi^-, \\ \pi^+ + \pi^- &\rightarrow K^+ + K^-。 \end{aligned} \tag{7.47}$$

这两个道的振幅应该在一块分析，所以为了得到可靠的 ππ 散射相移，还应把反应(7.45)与下面的反应一道进行分析，

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + p。 \tag{7.48}$$

目前已经得到的 $T=0$，1 和 $S=0$，1 的 ππ 散射相移和非弹性系数主要都是通过上述反应得到的。在 1.2 GeV 以下，得到的相移误差较小，大于 1.2 GeV，数据较少，误差较大。目前我们知道的 η、σ、ρ 和 ω 等介子都是在分析上述反应中出射 ππ 的不变质量谱时首先发现的[16]。目前分析反应过程或衰变过程末态 ππ 的不变质量谱仍然是研究新的介子态的有效方法。

此处顺便指出，近年来，重夸克偶素(quarkonium)衰变对于新的强子态的研究提供了一个新的途径，特别是北京正负电子对撞机和北京谱仪上粲偶素(charmonium)的衰变显示出研究新的强子态的独特优势[17]。

重夸克偶素(J/Ψ，χ_c，$\Upsilon\cdots$)衰变中有多强子的末态，例如

$$J/\Psi \rightarrow \omega + \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-,$$

$$\begin{aligned} J/\Psi &\to \omega + \pi + \pi, \\ J/\Psi &\to \pi^+ + \pi^- + K^+ + K^-, \\ J/\Psi &\to \Phi + \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-。 \end{aligned} \tag{7.49}$$

末态强子-强子有相互作用，使衰变分析变得复杂；一旦衰变机制清楚，观测末态强子就可以得到强子-强子散射相移[18]。

例如，从 BES 数据[19]，J/Ψ 可以衰变成一个矢量介子和两个膺标介子，例如 J/Ψ→ω＋π＋π 衰变中末态粒子不变质量谱如图 7－3 所示。

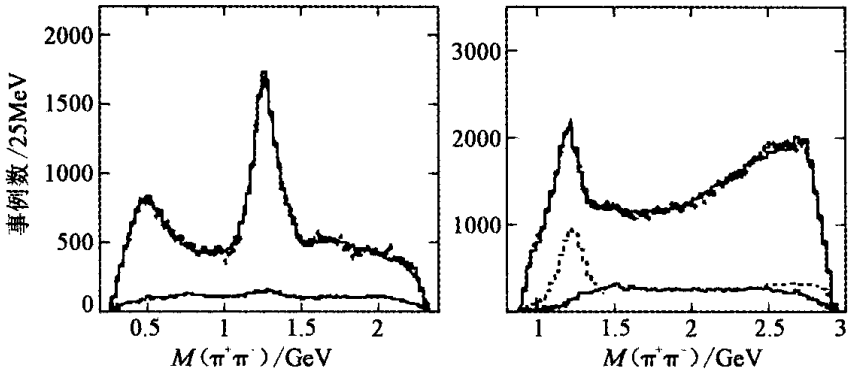


图 7－3　J/Ψ→ω＋π＋π 衰变末态不变质量谱[19]

ππ 不变质量超过 2 GeV。实验上观测的 ππ 不变质量谱的形状受两方面的影响，一个是衰变机制，另一个因素是末态 ππ 相互作用，这两个因素是交织在一起的。如果知道了衰变机制，通过末态相互作用的研究可以得到 ππ 作用的信息。然而，J/Ψ 的衰变机制也并不十分清楚。从这些数据中得到 ππ 散射振幅还要对衰变机制进一步有一些了解[20]。

考虑 J/Ψ 到两个膺标介子和一个矢量介子的如下衰变，

$$J/\Psi(\varepsilon^*, q^*) \to P_1(p_1) + P_2(p_2) + V(\varepsilon, q), \tag{7.50}$$

其中，ε^* 和 ε 分别是 J/Ψ 和矢量介子的极化矢量用费恩曼图表示，可以有如图 7－4 所示的过程，相应(a)的跃迁 t 矩阵写为

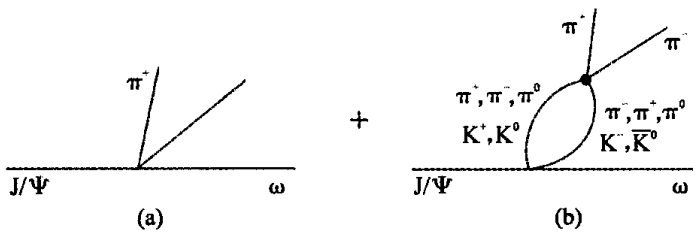


图 7－4　J/Ψ 衰变到两个膺标介子和一个矢量介子的费恩曼图

(a) 直接过程；(b) 两个膺标介子的末态相互作用。

$$t^0_{J/\Psi\omega\pi\pi} = -g_{\omega\pi\pi}\varepsilon^* \cdot \varepsilon,$$
$$t^0_{J/\Psi\omega KK} = -g_{\omega KK}\varepsilon^* \cdot \varepsilon。 \tag{7.51}$$

这里 $g_{\omega\pi\pi}$ 和 $g_{\omega KK}$ 分别为相应的耦合常数，则 $J/\Psi\to\omega+\pi+\pi$ 过程的 t 矩阵为

$$t_{J/\Psi\omega\pi\pi} = -\varepsilon^* \cdot \varepsilon[g_{\omega\pi\pi}(1+G_{\pi\pi}t^{I=0}_{\pi\pi,\pi\pi}) + g_{\omega KK}G_{KK}t^{I=0}_{KK,\pi\pi}]。 \tag{7.52}$$

相应的衰变宽度为

$$\frac{d\Gamma}{dM_I} = \frac{M_I}{64\pi^3 M^2}\int_{m_1}^{M-\omega_1-m_1} d\omega_1 \sum |t|^2\Theta(1-\cos\bar{\theta}^2)。 \tag{7.53}$$

为了与实验比较，还要考虑级联衰变机制，如费恩曼图 7－5 所示，J/Ψ 首先衰变成一个 ρ 介子和一个 π 介子，接着 ρ 介子再衰变成一个 ω 介子和一个 π 介子。中间态除了 ρ 介子以外，还有 b_1 粒子也是可能的：

$$J/\Psi \to \pi + b_1 \to \pi + \pi + \omega。 \tag{7.54}$$

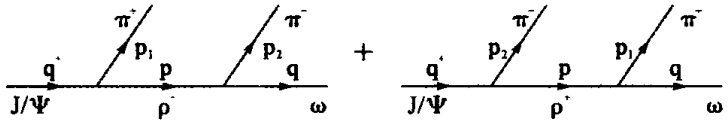


图 7－5　$J/\Psi\to\omega\pi\pi$ 衰变的级联过程(cascade process)

级联衰变出的两个 π 介子也可以发生末态相互作用(final-state interaction)，如图 7－6。

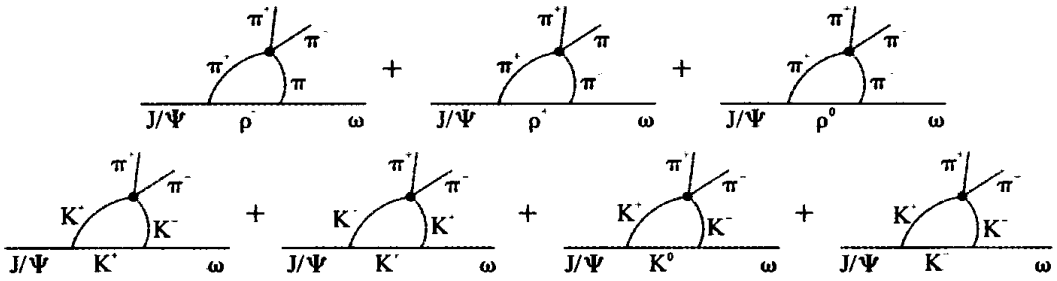


图 7－6　$J/\Psi\to\omega+\pi+\pi$ 衰变的级联过程的末态相互作用

理论上，要将 $J/\Psi\to\omega+\pi+\pi$ 和 $J/\Psi\to\omega+K+\bar{K}$ 等不同的道的数据综合起来进行分析。这样重夸克偶素衰变也提供了提取 $\pi\pi$ 散射相移的新途径[18]。从上述衰变道的相空间可以看出，这些衰变可以提取能量较高的 $\pi\pi$ 散射相移。然而，由于衰变机制的复杂性，应尽量选取重夸克偶素衰变机制较清楚的过程。

当前，研究重夸克偶素的强衰变末态粒子的不变质量谱已经是研究强子物理的又一手段，分析出射介子与出射重子的不变质量谱是研究重子激发态的新途径，而分析两个出射介子的不变质量谱是研究新介子态的新途径。这方面的研究已经取得了重要的进展。理论上分析这些不变质量谱可以得到 $\pi\pi$ 和介子-重子相互作用的信息。

对于 ππ 相互作用的理论研究，有基于介子交换的理论[21]和基于手征微扰论的相关理论[22]。

§7.4　π 介子与原子核的散射

7.4.1　πA 一级光学势

πA 散射可以用一个简单的光学势来描述。从多次散射出发推导光学势最初是沃森发展的多重散射理论[23]，后来又被发展成更完全的形式[24, 25]。在100～300 MeV 能区，πN 作用的主要贡献是(3, 3)共振，πN 作用截面很大，这使得 π 介子在原子核内的平均自由程很小。另一方面，π 介子在原子核上的吸收截面也很大，πA 光学势是强吸收的。这样，π 介子一旦进入原子核内将离开弹性道，多数的散射都发生在原子核表面。而在原子核表面，核密度很低，所以一级光学势是很好的近似。一级光学势的简单形式是正比于核密度乘以基本的 πN 离壳 T 矩阵元。当远离(3, 3)共振时，πN 作用截面变小，π 介子就可以深入到原子核的内部。这时，高阶修正变得重要。所以，必须考虑核密度的高次项。

在冲量近似下，坐标空间的一级光学势可以写为

$$\langle \boldsymbol{r} \mid V^{(1)} \mid \boldsymbol{r}' \rangle = \frac{A}{(2\pi)^3}\int \mathrm{d}^3 z \mathrm{d}^3 k \mathrm{d}^3 k' \langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\cdot Z} \rho(Z) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}'\cdot\boldsymbol{r}-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}'}, \quad (7.55)$$

其中 t 矩阵 $\langle \boldsymbol{k}' | t(E) | \boldsymbol{k} \rangle$ 是离壳的，是在 πN 质心系定义的。可见，为了得到 πA 光学势，需要知道在 πN 质心系中离壳的 πN 振幅。实验上可以得到 πN 质心系中在壳 πN 振幅。例如，在仅考虑 S 和 P 波并忽略自旋和同位旋相关部分的情况下，πN 质心系中在壳 t 矩阵可以写为

$$\langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle = a(\omega) + b(\omega)\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{k}'。 \quad (7.56)$$

其中 $a(\omega)$ 和 $b(\omega)$ 为

$$\begin{aligned} a(\omega) &= (a_1 + 2a_3)/3, \\ b(\omega) &= (a_{11} + 2a_{13} + 2a_{31} + 4a_{33})/3。 \end{aligned} \quad (7.57)$$

(7.56)式经过洛伦兹变换到 πN 质心系。一般而言，πA 质心系中的 πN 散射 t 矩阵可以写为

$$\langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle = a(\omega, k^2, k'^2) + b(\omega, k^2, k'^2)\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{k}'。 \quad (7.58)$$

再通过上面提到的离壳推广，从(7.55)式可以得到中低能量的一级近似 πA 光学势。

在能量很低的情况下，仅考虑 S 波，则

$$\langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle = a(\omega, k^2, k'^2)。 \quad (7.59)$$

如果 πN 散射 t 矩阵仅与 π 介子的入射能量有关，则

$$\langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle = a(\omega)。 \tag{7.60}$$

从(7.59)式可以得到坐标空间定域的光学势，

$$V^{(1)}(r) = (2\pi)^3 A a(\omega)\rho(r)。 \tag{7.61}$$

如果 πN 散射 t 矩阵与 π 介子的入射能量以及动量转移$|\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'|$有关，即

$$\langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle = t(\omega, |\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'|), \tag{7.62}$$

从(7.59)式可以得到坐标空间的光学势，

$$V^{(1)}(r) = (2\pi) A\tau(r), \tag{7.63}$$

其中

$$\tau(r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int \mathrm{d}^3 q t(\omega, q)\rho(q)\mathrm{e}^{\mathrm{i}q\cdot r}。 \tag{7.64}$$

可见，πA 光学势的形式是核密度与 πN 基本相互作用的折叠积分。如果 $t(\omega, |\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'|)$可以写成 $t(\omega, |\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'|)=c(\omega)|\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'|^2$，则

$$\tau(r) = -c(\omega)\nabla^2\rho(r)。 \tag{7.65}$$

在一般情况下，当能量较低时，πN 散射 t 矩阵可以参数化为

$$\langle \boldsymbol{k}' \mid t(\omega) \mid \boldsymbol{k} \rangle = \bar{a} + \bar{b}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{k}'。 \tag{7.66}$$

从(7.59)式可以得到坐标空间的非定域光学势(non-local optical potential)，

$$V(r) = (2\pi)^3 \bar{a} A\rho(r) + (2\pi)^3 \bar{b} A \nabla\cdot\rho(r)\nabla。 \tag{7.67}$$

这个光学势是基斯林格(L. Kisslinger)等首先建议的[26]，称为基斯林格光学势，$\bar{a}$ 和 $\bar{b}$ 是自由参数，后来人们发现它们与理论上的 $a(\omega)$和 $b(\omega)$是相联系的。

常用的 πA 一级光学势有两种，一是基斯林格光学势，它是一种非定域的形式：

$$V(r) = \frac{A}{2\omega}[-b_0(\omega)p_{\mathrm{L}}^2\rho(r) + b_1(\omega)A\nabla\cdot\rho(r)\nabla]。 \tag{7.68}$$

其中 $b_0(\omega)$和 $b_1(\omega)$分别为

$$b_0(\omega) = \frac{4\pi}{3p_{\mathrm{L}}^3}\frac{S}{m^2}\frac{1}{A}[Z(2a_1 + a_3) + 3Na_3], \tag{7.69}$$

$$b_1(\omega) = \frac{4\pi}{3p_{\mathrm{L}}^3}\frac{S}{m^2}\frac{1}{A}[Z(2a_{33} + a_{31} + 4a_{13} + 2a_{11}) + 3N(2a_{33} + a_{31})]。 \tag{7.70}$$

另一种 πA 光学势是拉普拉斯形式，见(7.65)和(7.67)式。

即使对于一级近似光学势，还应该仔细处理束缚效应、费米运动、泡利不相容原理以及 πN 散射 t 矩阵的离壳推广等问题。

7.4.2　高阶修正

上面一节得到的一级近似光学势是在冲量近似下得到的。实际应用时，还要考虑高阶修正。这种修正项不是与密度的一次方成比例，而是与核子间的关联函数(correlation function)成比例。

在冲量近似下，二级光学势可以写为

$$\begin{aligned}\langle \boldsymbol{r} \mid V^{(2)} \mid \boldsymbol{r}' \rangle = \frac{A(A-1)}{(2\pi)^3}\int \mathrm{d}^3x\mathrm{d}^3x'\mathrm{d}^3k\mathrm{d}^3k'\langle \boldsymbol{k}' \mid t \mid \boldsymbol{k}'' \rangle \\ \times \rho(\boldsymbol{x})\rho(\boldsymbol{x}')G(\boldsymbol{x},\ \boldsymbol{x}')\frac{1}{\varepsilon_k - \varepsilon_{k''}} \\ \times \langle \boldsymbol{k}'' \mid t \mid \boldsymbol{k} \rangle \mathrm{e}^{\mathrm{i}k'\cdot r}\mathrm{e}^{\mathrm{i}x\cdot(k''-k)}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}x'\cdot(k''-k)}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k\cdot r'}。\end{aligned} \tag{7.71}$$

其中 $G(\boldsymbol{x},\ \boldsymbol{x}')$是两个粒子的关联函数。当考虑高阶修正时，泡利原理修正是一个重要因素。首先，考虑发生在原子核内的 πN 碰撞，在每一次 πN 碰撞之后，反冲核子的动量要受到泡利不相容原理的限制。第二，对于低能 π 介子和核子的作用，主要的作用机制是中间核子的传播，而在核内，这个中间核子要受到泡利原理的限制，即

$$t_{\pi\mathrm{N}}^{\mathrm{Medium}}(\omega) \neq t_{\pi\mathrm{N}}^{\mathrm{Free}}(\omega)。 \tag{7.72}$$

Bethe 的估计表明[27]，在低能时，泡利修正的影响很大。在 π 介子能量为 50～300 MeV 时，泡利不相容原理对于 πA 光学势的影响也是很大的。为了统一用 πA 光学势处理 πA 弹性散射以及到达同位旋相似态的电荷交换反应，把 πA 光学势写成如下的形式，

$$\hat{U} = U_0 + U_1(\boldsymbol{\varphi}\cdot\boldsymbol{T}) + U_2(\boldsymbol{\varphi}\cdot\boldsymbol{T})^2, \tag{7.73}$$

其中，$\boldsymbol{\varphi}$ 是 π 介子的同位旋算符，$\boldsymbol{T}$ 是原子核的同位旋算符。U_0、U_1 和 U_2 分别是 πN 光学势的同位旋标量、矢量和张量部分。在同位旋空间转动不变的假定下，U_0、U_1 和 U_2 与 π^+、π^0 和 π^- A 光学势 $U^{(+)}$、$U^{(0)}$ 和 $U^{(-)}$ 的关系为

$$\begin{aligned}U_2 &= (U^{(+)} + U^{(-)} - 2U^{(0)})/[T_0(2T_0-1)], \\ U_1 &= (U^{(0)} - U^{(+)})/T_0 + T_0U_2, \\ U_0 &= U^{(0)} - T_0U_2,\end{aligned} \tag{7.74}$$

其中 T_0 是原子核的同位旋量子数。这样，U_i 包括了所有 πA 作用的机制。

一般来说，它们可以通过密度展开进行微观计算。姜焕清和 Johnson[28] 按照参与核子线对 πA 光学势作了图形展开，高阶修正与 n-体关联函数有关，由此，他们研究了密度展开中泡利不相容原理对高阶 πA 光学势的影响。由于考虑两个费米子的泡利原理等价于计算交换图，他们通过计算不同阶的各种类型的两核子交换图得到一个积分方程，这个积分方程对所有阶的这一类交换图进行了求和，由此分析了泡利原理对 πA 光学势中的同位旋标量、同位旋矢量和同位旋张量的影响。邹冰松和姜焕清在这个框架下，微观地计算了二级光学势，由此光学势计算了能量在 300 MeV 以下的双电荷交换反应[29]。

当入射能量较高时，还可以采用 πA 弹性散射的相对论多次散射理论以及相对论光学势，参见文献[30]和[31]。

7.4.3 π 介子与原子核散射的研究现状

π 介子与原子核相互作用最常见的是发生如下反应：

$$\pi + {}^{A}Z \rightarrow \pi + {}^{A}Z, \tag{7.75}$$

$$\pi + {}^{A}Z \rightarrow \pi' + X。 \tag{7.76}$$

反应(7.75)是弹性散射。反应(7.76)是非弹性过程，X 可以是确定的原子核末态，这时为非弹性散射，X 也可以是 A 个核子系统的任何末态，如果不观测这个末态，反应(7.76)即为单举反应。

长期以来，π 介子被看成探测核中中子与质子分布的有力工具，特别是在(3，3)共振区。由于在(3，3)共振区 $\pi^- n(\pi^+ p)$弹性散射振幅是 $\pi^- p(\pi^+ n)$振幅的三倍，即

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p) &= 9\,\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^- p), \\ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^- n) &= 9\,\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ n)。 \end{aligned} \tag{7.77}$$

这样，比较共振区 π^+ 和 π^- 在原子核上的散射，可以得到原子核中中子和质子分布的信息。在过去 40 年里，π 介子与原子核的弹性散射已经进行了大量的实验。图 7－7 是不

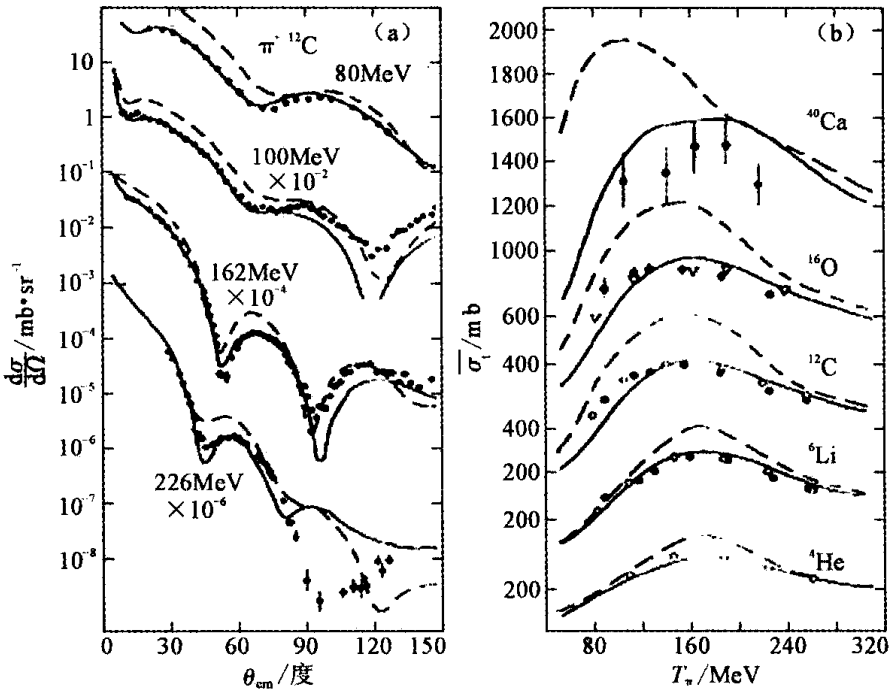


图 7－7 (a) 不同能量的 π^+ 介子在 ^{12}C 上弹性散射角分布
(b) $\pi^+ N$ 总截面图

同能量的 π^+ 介子在 ^{12}C 上弹性散射角分布[30, 31, 32]和 π^+-核总截面[33, 34]的实验结果。图中的曲线是光学势计算的结果[35]。虚线是一级光学势的结果，实线包括了密度平方项，而唯象地调节相应的参数得到的结果。

从不同能量下总截面可见，随着原子核的质量变大，总截面最大的能量向低能端有小的移动。从不同能量下 π^+ 介子在 ^{12}C 上弹性散射角分布可见，随着入射能量趋于共振区，越来越显示出衍射花纹。一个典型的共振区 π 介子与不同原子核的弹性散射的实验结果与光学势计算的比较[36]如图 7－8 所示。

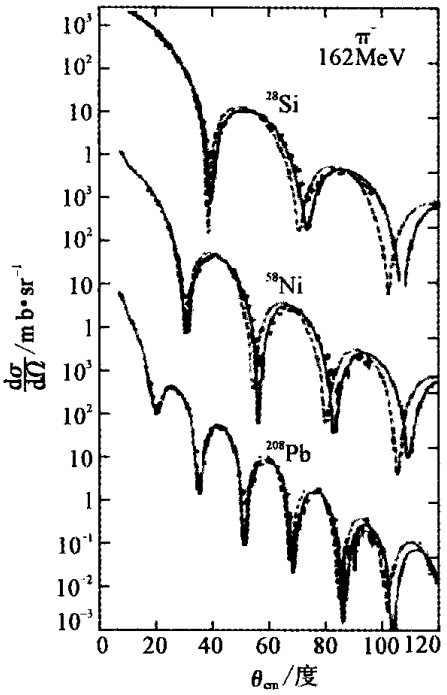


图 7－8　162 MeV 的 π 介子与不同原子核的弹性散射

从图 7－8 可见，在共振区，πA 的弹性散射在 6 个量级的范围内总是显示出衍射花纹。在这个能区，原子核像一个黑盘子，各种不同的反应机制只是隐含在与衍射花纹的偏离中。利用一级近似光学势，适当调节原子核内中子分布的半径所作的计算可以很好地与实验符合。图中的虚线是光学势计算的结果，而实线是把核密度半径适当调小后的结果。

πA 弹性散射无法完全回答 π 介子是如何在原子核内传播这样的问题。因为，一旦 π 介子穿进原子核，总是发生非弹性作用，它敲出一个、两个核子或被原子核所吸收。在这两种情况下，π 介子都离开了弹性道。为了弄清 π 介子在原子核内的传播以及它在原子核内的行为，还必须观测非弹性过程。

π 介子与原子核的非弹性散射包括两类，一类是下面的单举反应，

$$\pi + {}^{A}Z \rightarrow \pi' + X。 \tag{7.78}$$

这里 X 可以是未观测的任何末态。在不同的入射能量和不同的原子核上，对于这一类反应已经有了很多的实验测量，详细的文献可参考[5]所引的文献。在这种测量中，通常是测量出射 π 介子的双重微分截面。图 7－9 给出一个典型的实验结果[37]与 Δ－空穴计算[38]的比较。这里给出 162 MeV 的 π 介子与 ^{16}O 作用出射 π 介子的能谱分布。

另一类 π 介子与原子核的非弹性散射是到达确定的分离的原子核的末态，其目的是研究原子核的结构以及原子核的激发方式，这正是 20 世纪 70 年代国际上三个“介子工厂”建立的目的之一。

图 7－10 给出 162 MeV 的 $\pi^{\pm}$ 介子在 ^{13}C 上非弹性散射的激发函数(excitation function)[39]。从图可见，π^- 介子引起 ^{13}C 的 9.5 MeV 态的激发强度是 π^+ 介子的 9 倍，这表明 ^{13}C 的 9.5 MeV 激发态是纯的中子激发，而在 16 MeV 附近，π^+ 介子引起的激发反而更强。对于 ^{13}C 激发态结构的简单的弱耦合模型可以定性的给出这种结果。

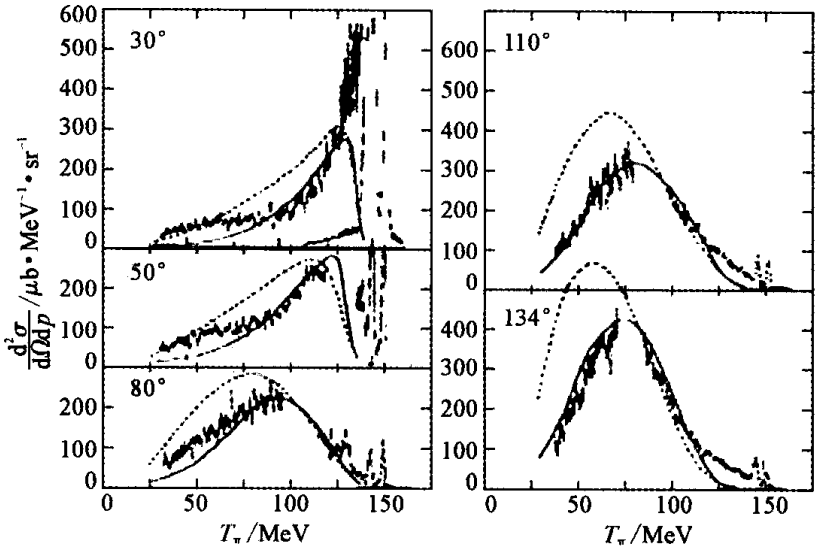


图 7－9　162 MeV 的 π 介子与^{16}O 作用出射 π 介子的能谱　曲线是 Δ－空穴理论计算的结果。

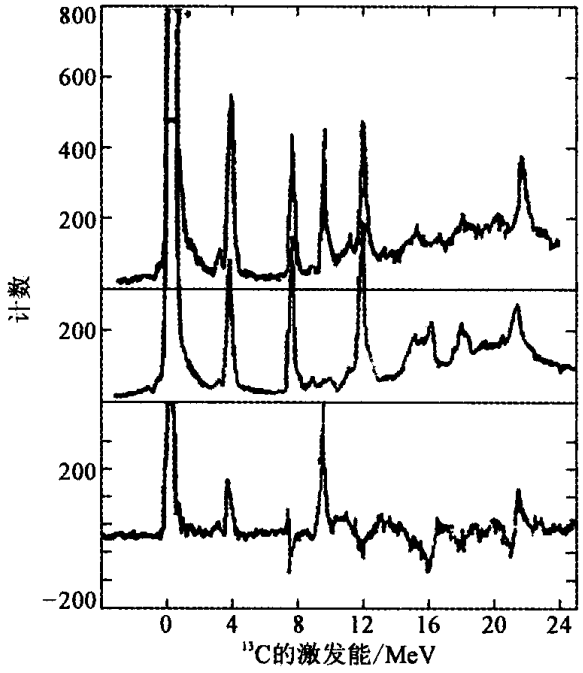


图 7－10　162 MeV 的 $\pi^{\pm}$ 介子在^{13}C 上非弹性散射的激发函数[39]

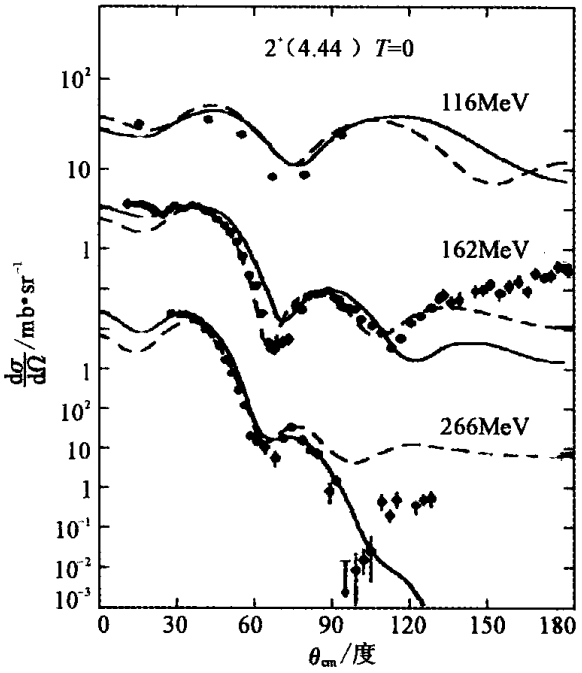


图 7－11　π 介子在^{12}C 上非弹性散射的角分布

对于 $\pi^{\pm}$ 介子在原子核上非弹性散射的理论计算主要有 DWIA 计算和 Δ－空穴理论。图 7－11 中我们给出共振区 $\pi^{\pm}$ 介子与^{12}C 散射到达 2＋(4.44 MeV)激发态的非弹性角分布[40]。实线是 Δ－空穴理论计算的结果[41]，虚线是忽略了 Δ 在核内的修正的结果。

§7.5　πA 电荷交换反应

7.5.1　πA 单电荷交换反应

由于 π 介子是一种同位旋矢量粒子，π 介子与原子核作用可以改变一个单位的电荷引起单电荷交换反应(single charge exchange reaction)($\pi^{\pm}$，π^{0})。这种反应可以用来研究用其他的办法难以实现的原子核激发的同位旋结构。正因为如此，人们对单电荷交换反应进行了广泛的实验研究[42]。对于这种反应，人们研究最多的是到达原子核同位旋相似态的跃迁。这时，原子核的空间和自旋状态没有改变，而只是改变了同位旋状态。从理论上看，如果把 πA 光学势像(7.73)式那样写成同位旋标量、矢量和张量三部分，在同位旋空间可以统一把到达同位旋相似态的跃迁(IAS)和弹性散射一起处理。

图 7－12 给出到达^{14}C 同位旋相似态的跃迁的零度截面的能量相关性[43]。实线是二倍自由空间基本过程的截面。虚线是多重散射理论的计算结果。在80 MeV 以前，二倍自由空间基本过程的截面与实验基本一致。在更高能量，π 吸收大大压低了反应截面。

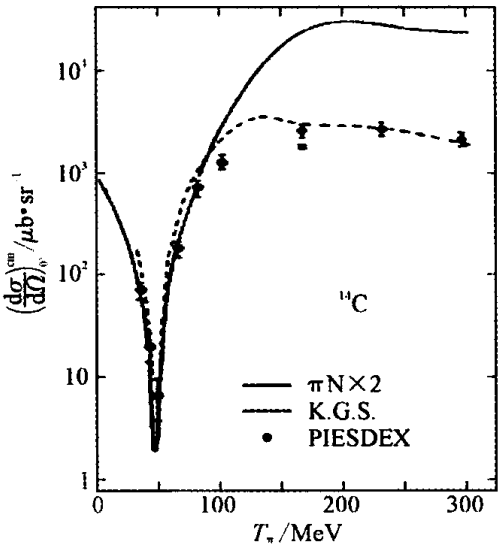


图 7－12　不同能量下^{14}C(π^{+}，π^{0})$^{14}N_{IAS}$反应的零度截面[43]　实线是二倍基本过程的结果，虚线是多重散射理论的结果，方块是 PIESDEX 程序的计算结果。

对轻核^{7}Li 到中重核^{120}Sn 实验上测量了到达 IAS 的零度激发函数，如文献[44]所示。扭曲波玻恩近似的计算可以大致给出实验结果。对一些核，到达 IAS 的角分布也有实验测量。

π 介子在原子核上的电荷交换反应$^{A}Z(\pi^{+},\pi^{0})^{A}(Z+1)$也被建议用于研究核内中子分布与质子分布的差别。$\pi^{+}$介子与中子作用可以发生下面的电荷交换过程，

$$\pi^{+}+n\rightarrow\pi^{0}+p。\tag{7.79}$$

在共振区，由于原子核的内部对于 π^{+} 介子来说像是一个黑盘子，这种反应对于原子核表面的中子分布状态应该比较敏感。姜焕清和 Johnson[45] 曾建议利用 π 介子在极化大变形原子核上的电荷交换反应，来研究大变形原子核内中子分布变形与质子分布变形的差别。他们定义了一个观测量，在横向极化变形核上截面和在纵向极化变形上核截面的不对称性，即

$$A_s(\theta)=\frac{d\sigma^{\perp}/d\Omega-d\sigma^{\parallel}/d\Omega}{d\sigma^{\perp}/d\Omega+d\sigma^{\parallel}/d\Omega}。\tag{7.80}$$

计算结果发现，这个量对于大变形原子核内中子分布变形与质子分布变形的差别很敏感。

7.5.2 πA 双电荷交换(DCX)反应的实验研究

带电的 π 介子与原子核作用，还可以将两个单位的电荷转移给原子核，将核内的两个中子(或质子)转变成两个质子(或中子)，这就是 πA 双电荷交换(DCX)反应。这种奇特的反应早就引起了人们的很大兴趣，大量的人力、物力投入了 DCX 反应的实验及理论研究。然而，这种反应的截面很小，实验研究十分困难。20 世纪 80 年代，由于“π 介子工厂”相继地投入运行，强的 π 介子束流使得系统地进行 DCX 反应的实验研究成为现实。到目前为止，在一系列原子核上，用不同能量的 π 介子对 DCX 反应进行了实验研究，发现了许多新的现象。但是，对于这些新现象，多数并未得到透彻的理解。所以，人们对 DCX 反应的兴趣一直不减[46]。

人们对 DCX 反应有如此高的兴趣是基于一个重要的事实，即 π 介子是同位旋为 1 的介子，它有三种电荷状态。当带电的 π 介子与原子核发生作用时，有可能干净地改变原子核的两个单位的电荷，而使核中核子的自旋及空间状态受到最小程度的改变。人们利用具有这种特性的唯一探针研究原子核同位旋多重态，这种有效的改变原子核内电荷的方法也已经成为产生远离 β 稳定线同位素的有效手段。

核内两核子短程关联(short-range correlation)是核物理家十分关注的问题，研究两核子短程关联必须观测至少涉及两个核子的过程。在对 π 核相互作用的研究中人们认识到 π 介子在核物质中的平均自由程为 $\lambda=1/\sigma\rho$，其中 σ 为同位旋状态平均了的 πN 相互作用截面，ρ 为核物质的密度。在(3，3)共振区，λ 为 0.5～1 fm。π 核双电荷交换反应至少要涉及两个核子。直观地考虑，DCX 反应在共振区对核内两核子在0.5～1 fm 范围内的行为十分敏感。换句话说，DCX 反应是研究核内两核子短程关联的另一手段。

DCX 反应与其他涉及两核子的过程也密切相关，如原子核的双 β 衰变，它与弱作用过程中轻子数(lepton number)守恒及中微子质量等基本问题相联系。近年来，人们已经开始注意到双 β 衰变(double β decay)与 DCX 反应的关系。我们相信，一个领域的任何新进展都可能对另一相关领域的发展起到重要作用。

πA 吸收是涉及两个以上核子的另一过程。但是，不同于 DCX 反应，在 π 吸收中，传递到两个核子上的能动量是很大的。尽管如此，它们都对核内两核子的关联提供信息。此外，从传统的双粒子转移反应得到两核子关联的信息，将与 DCX 反应相互补充。

关于 πA 双电荷交换反应的早期工作，Becker 和 Batusov[47] 已经作了总结，Hüfner 关于 πA 相互作用的评论文章[2]也对 DCX 反应作了分析。姜焕清和邹冰松也对 π 核双电荷交换反应的研究状况进行了系统的评述[48]。

DCX 的实验研究起始于 20 世纪 60 年代的中期，由于当时加速器产生的 π 介子束流

较弱，加之 DCX 反应的截面又很小，只有 μb 的量级，当时的研究工作都是在极困难的情况下进行的，而且只能是分散的、带有试探性的。70 年代中期，世界上三大介子工厂的建成，为 DCX 反应的实验研究带来了“工业革命”。

概括起来，DCX 实验可以分为三大类：(1)到达原子核的双同位旋相似态的跃迁(DIAS)。由于初末态原子核具有相同的空间及自旋状态，这种反应的截面相对较大；(2)到达某一非同位旋相似态(non-DIAS)的跃迁；(3)到达任何可能的末态，一般剩余核处于某种连续态。这时，完全的测量已比较困难，实验上往往只观察出射的 π 介子，而对于系统的其余部分不进行观察，这就是所谓的单举反应。从技术上讲，这类实验相对容易。从理论上，它对原子核内核子状态不十分敏感，是研究反应机制的方便手段。下面分别对上述三类实验状况作简要介绍。

到目前为止，利用几十 MeV 到几百 MeV 的 π 介子探针，人们已对 22 个靶核进行了 DIAS DCX 测量，它们是 ^{14}C，^{18}O，^{26}Mg，^{30}Si，^{34}S，^{42}Ca，^{44}Ca，^{48}Ca，^{46}Ti，^{48}Ti，^{50}Ti，^{51}V，^{52}Cr，^{54}Fe，^{56}Fe，^{58}Ni，^{80}Se，^{88}Sr，^{90}Zr，^{118}Sn，^{208}Pb和^{209}Bi，所测量的三个物理量如下：

1. 小角度激发函数

DIAS DCX 实验研究最系统、最全面的是四个同位旋 $T=1$，$T_z=-1$ 的靶核：^{14}C，^{18}O，^{26}Mg 和^{42}Ca。实验显示，在 200～300 MeV 能区，随着入射能量的增加，小角度微分截面单调上升；在 90～200 MeV 能区情况较为复杂，似乎均在 130 MeV 附近呈现一个小的峰值。在 20～90 MeV 的低能区，不同的靶核上，均在 50 MeV 左右有一个大小相近的峰，其数值大于共振区的数值。由于在 $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ 反应中，在 50 MeV 处，S 波和 P 波振幅相干相消，微分截面应该很小，而在 50 MeV 处出现如此大的 DIAS 微分截面，是出乎人们预料的，被称为低能反常行为，引起了人们的很大兴趣。

对于 $T>1$ 的核，测量最全面的核是^{56}Fe，其激发曲线与 $T=1$ 的核类似。此外，人们正将 DIAS DCX 小角度的激发函数的测量推广到高能区(300～550 MeV)，已对^{14}C，^{18}O，$^{42,44,48}Ca$ 和^{80}Se 进行了一些测量。

2. 角分布

角分布的测量对于认识反应机制以及原子核结构的影响有重要意义。对于角分布的测量，已经进行了很多，比较全面的有^{14}C，^{18}O 和^{26}Mg。一个长期未解决的问题是 164 MeV 附近角分布的第一个极小的位置。几乎所有的微观的计算都给出太大的极小位置(约 30°)，而实验值大约在 20°左右。在 300 MeV 附近，理论与实验符合得较好。

按照常规的认识，由于在 0°，S 波和 P 波电荷交换 πN 振幅在 50 MeV 是相干相消的，人们曾预言，在 50 MeV，DCX 反应的角分布在小角度要压低。对于^{14}C，^{18}O 和^{26}Mg 的测量显示出大小相近的朝前角分布，这种低能“反常”行为是多年来的重要争论的焦点之一。

3. 朝前微分截面的 A 相关性

对于 DIAS DCX 测量的另一个物理量是朝前微分截面与靶核核子数 A 的依赖关系。

在 164，180 和 292 MeV 能量下，5° DCX 微分截面随 A 的依赖关系大约为 $A^{-10/3}$ 的依赖关系，实验与黑盘绕射理论的预言大致上符合，但存在着一定的偏离。进一步分析表明，如果只考虑 $T=1$ 的靶核，似乎 $A^{-1/3}$ 的依赖关系更与实验接近，在低能区，在目前所有的测量中，没有发现 DIAS DCX 与 A 的明显依赖关系，这表明核芯核子的作用不大，对低能 DCX 反应的主要贡献来自价核子。

4. 非相似态的跃迁

对于 $T=0$ 的核，质子数与中子数是相等的，特别是对于那些填满了一个大壳或子壳的核，由于泡利原理的限制，如把核内的中子改变成质子，必然伴随着轨道或自旋的改变，即非相似跃迁(non-analogy transition)。对于这类核上的双电荷交换，除反应机制以外，将对反应前后原子核的波函数很敏感。实验上已对一系列核作了测量，其中最全面的靶核包括 ^{12}C，^{16}O，^{24}Mg，^{28}Si，^{32}S 和 ^{40}Ca。对于这些 $T=0$ 核的测量显示了如下的规律性：(1)在 160 MeV 附近有一个形状几乎相同的共振峰结构，其峰值的大小与在 $T=1$ 核上的 DIAS 跃迁相近；(2)在 100～300 MeV 能区，角分布呈现规律的衍射花纹；(3)朝前截面近似地与 $A^{-4/3}$ 成正比，对于较重的 $T>0$ 的靶核的测量也基本上与上述规律一致，但这些跃迁都仅限于 $0^+ \rightarrow 0^+$ 跃迁。

对于其他类型的非相似跃迁，情况比较复杂，规律性也不那么强，这些跃迁的实验与理论研究都有待于进一步发展。

此外，非相似跃迁的 DCX 反应已经是制造稀有的不稳定丰中子同位素的一个手段，例如 ^{7}H，^{9}He，^{14}Be，^{26}Ne，^{48}Ar 和 ^{58}Zn，也测量了丰质子核，^{12}O，^{16}Ne，^{24}Si 和 ^{32}Ar 的质量。这些测量为检验同位旋多重态的激发提供了手段。到达各种巨共振态的 DCX 反应测量，为研究核谱和核的集体运动的性质提供了新的途径。

5. 单举 DCX 实验

在介子工厂建成以前，DCX 反应的实验仅局限于单举测量，文献[43]对这些测量的动机和结果给出了很好的概括，这里不再赘述。新一代的单举 DCX 测量包括对 ^{3,4}He，^{6,7}Li，^{9}Be，^{12}C，^{16,18}O，^{40,44,48}Ca，^{103}Rb 以及 ^{208}Pb 等核的测量，入射 π 介子的能量在 120～270 MeV 范围，测量的量包括单举 DCX 反应总截面以及某些角度的双重微分截面 $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E$。

对于 $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E$ 的测量，作得比较多的是 ^{4}He，^{16}O 和 ^{40}Ca 三个原子核。将双微分截面对出射 π 介子的能量积分，可得出射 π 介子的角分布。实验结果表明，角分布基本上是各向同性的，对于轻的核，略微有点朝前峰，而对于较重的核，角分布在朝后方向略有上升。

在共振区，单举 DCX 反应总截面随靶核中核子数的变化关系大致上满足如下的关系式，

$$\sigma \propto A^{2/3}Q(Q-1)/(A-Q)(A-1), \tag{7.81}$$

其中对(π^+，π^-)反应和(π^-，π^+)反应，Q 分别代表靶核内的中子数和质子数。基于两

步 SCX 反应，上述关系式是容易理解的。

7.5.3　关于双电荷交换机制的讨论

尽管人们期望利用 π 介子探针通过 DCX 反应得到核结构的知识，但人们首先面临的问题是 DCX 反应的机制。研究表明，DCX 反应的机制十分复杂，不同的物理机制对 DCX 都有不同程度的影响。这一节，我们将概括讨论 DCX 反应的各种机制。

1. 两步级联单电荷交换

πN 碰撞中可以发生下面的单电荷交换，

$$\pi^+(\pi^-)+\mathrm{n(p)}\rightarrow\pi^0+\mathrm{p(n)}。\tag{7.82}$$

可以想象，DCX 反应是 π 介子在核内通过两步级联的单电荷交换来实现的。但是，由于第一次单电荷交换，原子核中的一个中子（或质子）变成了质子（或中子）。这时，核中的核子可以不改变其自旋和空间状态，即核处于靶核的同位旋相似态（IAS）。但原子核又可以处于任何其他的状态。严格地说，DCX 反应的中间态应该包括各种可能的中间态。中间核态为 IAS 的散射，称为级联二次散射，在这种情况下，中间态存在的 π 介子是 π^0 介子，对这种两步过程，即使只考虑 π 介子中间态的传播，这种 π 完全可以是虚 π。所以，在每一次 πN 碰撞中发生的单电荷交换可以是在能壳上的，也可能是离壳的，人们需要将自由的单电荷交换振幅加以离壳推广。此外，中间的介子也可能是 ρ 介子或其他介子。研究表明，在共振区，级联二次散射机制对 DIAS 跃迁是十分重要的，而中间 ρ 介子交换的过程也是不可忽略的。此外，核内两核子之间的关联、中间态的 π^0 介子和初末态的 π 介子在核场中的扭曲等因素都对 DCX 反应的截面有影响。例如，在 50 MeV 的入射能量，π 介子波函数的扭曲可使 DCX 截面提高一倍，而在共振区，扭曲效应大大地压低 DCX 反应的截面。基于这种机制的 DWIA 分析[49]表明，尽管仍有许多矛盾，在考虑了各种可能的物理因素的修正以后，两核子机制还是取得了一定的成功。

2. 介子交换流的贡献

由于核内两核子之间是通过介子交换而发生相互作用的，入射的 π 介子在一关联核子对上的 DCX，完全可能通过与核子之间交换的虚 π 介子发生作用而实现，这种机制称为介子交换流的贡献，这种机制首先是 Germond 和 Wilkin[50]提出的。进一步的研究表明，另一类介子交换流的贡献也必须同时予以考虑，即 π 介子在一个核子上散射而它又与另一个核子发生“瞬时”作用。Oset 等人[51]的研究表明，在低能区和(3，3)共振以上的能区，这种介子交换流的贡献可以与级联散射的贡献相比。

3. 双 Δ 产生

在 Δ 共振能区，πNΔ 的耦合很强，入射 π 介子与核内核子作用形成 Δ，这个 Δ 可以与另一核子发生作用，从而实现 DCX。从技术上讲，这也是一种介子交换振幅的一部分。在这种机制下，ΔN 相互作用势以及 Δ 在核物质中传播的处理是理论的一个关键。后来

的研究[52, 53]指出，ΔN 之间的 ρ 交换对于这种机制是很重要的。

4. π 吸收对于 DCX 的贡献

π 介子可以被核中的两个或两个以上的核子所吸收形成仅含有核子自由度的中间态，再通过 NN 碰撞，π 介子又可以产生出来，从而实现 π 引起的 DCX。由于双电荷交换要将一对中子改变成一对质子或将一对质子改变成一对中子，入射的 π 介子必须在 $T=1$ 的核子对(nn 或 pp)上被吸收。我们知道，$T=1$ 的核子对上的吸收截面是很小的。然而，DCX 反应本身也是一种截面十分小的反应，Singhan 和 Kolton[54]用平面波玻恩近似进行了估计。何祚庥等[55]利用算子展开法对于这一机制的分析表明，在低能区，这种机制的贡献是重要的。

5. DCX 的夸克层次计算

由于 NN 短程关联对于 DCX 有重要影响，$\pi^+ + n + n \to \pi^- + p + p$ 反应的中间态可以完全不同于核子和 Δ 加介子的图像。按照夸克模型，核子可以看成三个夸克组成，而介子的最低组态是夸克和反夸克，在两核子相距很近时，核子的内部结构有可能显示出来。Miller[56]曾建议，NN 系统在小距离，可以形成六夸克态，入射 π^+ 可以通过两次作用将两个 d 夸克变成两个 u 夸克，从而将两个中子变成两个质子。他们发现，在低能区，可以给出很大的朝前微分截面。然而，他们的计算对于六夸克口袋的大小十分灵敏。姜焕清和邹冰松[57]进一步发展了这种想法，认为既然考虑核子的内部结构，也应该考虑 π 介子的夸克结构。从夸克层次来看，DCX 反应实质上是将一对 d 夸克变成 u 夸克，然后通过末态夸克的重新组合可以实现。他们发现，利用符合强子谱的参数，从夸克层次可以大致上理解低能 DCX 反应的“反常”增强。

7.5.4 DCX 反应的理论处理方法

在上一节中，我们定性地分析了由 π 介子探针引起 DCX 反应的各种可能机制。为了尽量正确计算实验上所测量的物理量，尽量正确提取原子核内部信息，仍需要发展一些适当的理论框架。由于原子核是一个复杂的强作用多体系统，加之 DCX 反应机制的复杂性，理论上严格处理是困难的，人们不得不突出某些特点，发展了各种不同的近似的处理方法。

1. πA 光学势与双同位旋相似跃迁

从能量的角度 π 介子引起双同位旋相似态的跃迁可以看成“弹性”的，靶核与剩余核的差别仅仅是同位旋第三分量的投影不同。假定，π 介子和核组成的系统总同位旋是守恒的，即同位旋空间具有转动不变性(rotational invariance)，则可以推广通常所用的 π 介子与核弹性散射光学势以包括弹性以及到达同位旋相似态的单电荷交换与到双同位旋相似态的 DCX。在同位旋空间这种 πA 光学势可以写为

$$\hat{U} = u_0 + u_1 \boldsymbol{\varphi} \cdot \boldsymbol{T} + u_2 (\boldsymbol{\varphi} \cdot \boldsymbol{T})^2 。 \tag{7.83}$$

其中 u_0，u_1 和 u_2 分别为 πA 光学势的同位旋标量、矢量及张量部分。φ 和 T 分别为 π 介

子和原子核的同位旋算符。一旦知道了 πA 光学势 U，πA 散射问题就归结为求解下面所示的耦合的克莱因-戈登方程：

$$(-\nabla^2+\hat{U})\boldsymbol{\Psi}=k^2\boldsymbol{\Psi}。\tag{7.84}$$

定义系统的总同位旋 $\boldsymbol{\tau}=\boldsymbol{\varphi}+\boldsymbol{T}$，上述方程可以化为三个退耦合的方程，即

$$(-\nabla^2+U_\tau)\boldsymbol{\Psi}_\tau=k^2\boldsymbol{\Psi}_\tau。\tag{7.85}$$

其中 U_τ 的表达式为

$$U_\tau=\langle(\varphi T)\tau\tau_z\mid u_0+u_1\boldsymbol{\varphi}\cdot\boldsymbol{T}+u_2(\boldsymbol{\varphi}\cdot\boldsymbol{T})^2\mid(\varphi T)\tau\tau_z\rangle。\tag{7.86}$$

$\boldsymbol{\Psi}_\tau$ 对应于 τ 道（$\tau=T-1$，T，$T+1$）的 πA 系统波函数，则到达双同位旋相似态的 DCX 反应振幅可以用 τ 道散射振幅来表示，即

$$F^{(-+)}=-\left(\frac{2T+1}{T}\right)^{1/2}\cdot\frac{1}{T+1}\cdot\frac{1}{2T+1}[F_T-F_{T-1}-T(F_{T+1}+F_{T-1}-2F_T)]。\tag{7.87}$$

所以，在这个理论框架下，所有的物理都包括在如何微观地求解 πA 光学势 u_0，u_1 和 u_2 中。上一节所讨论的所有机制都可以包括到微观的 πA 光学势中。

πA 光学势可以按参与反应的核子数来分级。一级光学势仅包括一次 πN 作用，即使如此，这种 πN 作用也不同于自由空间的结果。离壳修正、费米运动以及泡利原理等都应该仔细予以考虑。在一级光学势近似下，DCX 反应是通过两步单电荷交换而实现的。利用一级近似光学势，可以大致上解释能量大于 Δ_{33} 共振的 DCX 反应的微分截面，以及激发函数和共振区 DCX 反应的 A 相关性。但有两个尖锐的矛盾无法解决：一个是 164 MeV 的 π^+ 在 ^{18}O 上发生 DCX 到达 $^{18}Ne_{g.s}$ 的角分布，第一个极小值的位置远大于实验结果；另一个矛盾是所谓的低能“反常”增强。预计，在那里短程两核子关联起着重要的作用。

一个可能的根源是高阶光学势的影响。许多人[58]研究了高阶光学势的贡献，发现在核子机制下，微观高级光学势的引入虽对结果有所改进，但对于符合实验所要求的同位旋张量(isospin tensor)部分的大小仍缺乏透彻的认识。

虽然光学势途径取得了一定的成功，但有一定的局限性。它仅能处理到达双同位旋相似态的 DCX 反应。

2. 程函近似方法

格劳伯多重散射理论是一种处理高能多重散射的简单可行的理论[59]。60 年代，人们就开始将格劳伯多重散射理论用于处理 π-核双电荷交换反应，取得了一定的成功[60]。按照这个理论，入射 π 介子与核的散射可以看成 π 介子与核内核子的独立的多次散射的总和。

由于 πN 散射振幅中含有同位旋矢量的分量，通过两次 πN 碰撞可能在核上实现双

电荷交换。在格劳伯理论下，动量为 k 的 π^- 介子与原子核碰撞，原子核从初态 Ψ_i 跃迁到末态 Ψ_f 的散射振幅可以写为

$$F_{fi}(q) = \frac{ik}{2\pi}\int d^2b\langle\Psi_f \mid 1-\Gamma(\boldsymbol{b}, \boldsymbol{s}_1, \cdots, \boldsymbol{s}_A) \mid \Psi_i\rangle, \tag{7.88}$$

其中

$$1-\Gamma(\boldsymbol{b}, \boldsymbol{s}_1, \cdots, \boldsymbol{s}_A) = \sum_i \Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i) - \sum_{i<j}\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)\Gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j) + \cdots + (-1)^{A+1}\sum_{i<j\cdots<A}\Gamma_i(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i)\Gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)\cdots\Gamma_A(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_A), \tag{7.89}$$

b 为碰撞参数，q 为动量转移，$\Gamma(b)$为剖面函数，它与基本 πN 振幅 f 有如下关系，

$$\Gamma(b) = \frac{1}{2\pi ik}\int d^2q e^{-iq\cdot b} f(q)。 \tag{7.90}$$

在 $f(q)$中，包括同位旋标量及矢量两部分，只有同位旋矢量部分对电荷交换起作用。假定取初末态为独立粒子波函数，在光学极限近似(optical limit approximation)下，DCX 振幅可以表示为

$$F_{DCX}(q) = \frac{ik}{2\pi}\int d^2b\langle\Psi_f \mid \sum_{l<k}\Gamma_{SCX}(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_l)\Gamma_{SCX}(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_k) \mid \Psi_i\rangle e^{i\chi(b)}, \tag{7.91}$$

其中

$$\chi(b) = A\int d^3r_i\rho(r_i)\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_i), \tag{7.92}$$

$\rho(r)$为原子核的单粒子密度。上述公式对于双电荷交换的计算是很简单的。然而，格劳伯理论是在一定的近似下得到的，即冲量近似、冻结近似和忽略每次基本散射过程中的横向动量转移。格劳伯理论原则上只对高能入射粒子的小角度散射时才比较适合。所以，利用格劳伯理论来处理 DCX 反应有其局限性。同时，中间 ρ 介子交换也很重要，而在格劳伯理论框架下，就难以包括这些新的机制。

3. DWIA 与耦合道方法

一种比较直接的系统分析相似跃迁与非相似跃迁的方法是扭曲波冲量近似(distorted wave impulse approximation, DWIA)。不论从什么样的反应机制出发，我们总可以得到动量为 k 的 π 介子在一对关联的核子上发生双电荷交换的跃迁算符，在坐标空间，它可以表示为 $\hat{T}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$。在 DWIA 的框架下，DCX 反应的振幅可以写为

$$F_{DCX} = \langle\Psi_f, \chi_{\pi^-}^{(-)} \mid \hat{T} \mid \chi_{\pi^+}^{(+)}, \Psi_i\rangle, \tag{7.93}$$

其中，Ψ_i 和 Ψ_f 分别为初末态原子核的波函数，$\chi_{\pi^+}^{(+)}$和 $\chi_{\pi^-}^{(-)}$分别为入射 π^+和出射 π^-介子相对于原子核的波函数，它们可以通过求解含有 π 核光学势的克莱因-高登方程而得到。所有的反应机制都包含在跃迁算符 $\hat{T}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$中。在纯核子的机制下，考虑了核内核子的短程关联、πN 作用的有限力程(finite range)及离壳修正等，我们曾对能量从几十

MeV 到 300 MeV 能区的双相似态的跃迁作了系统的分析[50]。假定 π 核双电荷交换是通过两步单电荷交换实现的，在固定散射中心和封闭近似(closure approximation)下，$\hat{T}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$可以写为

$$\hat{T}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \int \frac{\mathrm{d}^3 k''}{(2\pi)^3}[4\pi \hat{f}_i(k, k'')]g_\pi(k, k'', \boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j)[4\pi \hat{f}_j(k'', k)], \quad (7.94)$$

其中 g_π 是 π 的传播子(propagator)。在自由空间可表述为

$$g_\pi(k_0, k, r) = \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}}{k_0^2 - k^2 + \mathrm{i}\varepsilon}。 \quad (7.95)$$

在原子核内 π 介子会有自能修正(self-energy correction)，其传播子也要做相应的修正。

在 DWIA 理论框架下，计算跃迁矩阵元还得知道原子核初末态的波函数。对于轻核，标准的壳模型波函数以及其处理方法是大家普遍采取的。利用母分系数及角动量(angular momentum)的耦合，核 DCX 矩阵元总可以约化为二体矩阵元的线性组合。对于重核以及过渡区的原子核，相互作用玻色子模型(interacting boson model)已经显示了它的成功，而双电荷交换反应总要改变一对核子的状态，对于核内两核子关联敏感，用相互作用玻色子模型波函数进行计算对于认识 DCX 反应将是有意义的。

与 DWIA 相平行的理论方法应是耦合道(coupled channel)的计算[61]。事实上，DCX 反应可以在一定程度上理解为两步过程。这样，中间态可以是各种可能的核状态，DCX 反应的原子核的末态可以是相似态，也可以是非相似态，一种比较严谨的计算应该是在一定组态空间的耦合道方法。DCX 也还可能是多步过程，虽然 πA 光学势引起的扭曲在一定程度上包括了由于 πA 散射、吸收等过程的影响，更严格的计算应考虑非弹性道的耦合。

4. ΔN 空穴门口态(door-way state)模型

在共振区，πNΔ 有很强的耦合。可以认为，入射 π 介子与原子核的相互作用首先是在核中激发一个 Δ 而留下一个核子空穴，这个 Δ 又可以通过与其他核子的作用在核内传播。在半微观地引入了 ΔN 相互作用以后，人们用这种 Δ-核子空穴“门口态”理论处理共振区的 πA 散射取得了相当的成功[62, 63]。在处理 DCX 反应时，人们也试图用这一模型来认识低能“反常”现象以及长期未能解释的共振区 π 介子在 ^{16}O 上 DCX 反应角分布(angular distribution)问题。在这一模型下，DCX 跃迁算符包括两部分，即级联散射振幅 T_{seq}和一个 ΔN 相互作用部分 $T_{\Delta\mathrm{N}}$，

$$T(E) = T_{\mathrm{seq}}(E) + T_{\Delta\mathrm{N}}(E)。 \quad (7.96)$$

Karapiperis 等人[64]利用上述思想，计算了 50 MeV 和 164 MeV 的 π^+ 在 ^{18}O 和 ^{14}C 上 DCX 反应分别到达 ^{18}Ne 和 ^{18}O 基态的微分截面，在引入了一些可调参数以后，理论上可以较好地给出实验上观察到的低能“反常”微分截面。然而，对于 164 MeV 的 π^+ 在 ^{18}O 上的 DCX 反应角分布的极小值的位置仍无法解释。直观地考虑，Δ-粒子空穴模型应该更适于共振区，但实际结果表明，利用这一模型仍不能全面理解共振区的 DCX 反应，似

仍应考虑其他机制。

总之，对 DCX 反应的认识可归纳为如下几点：

(1) 到达确定核末态的 DCX 反应截面很小，截面如此小的原因除了它是两步过程以外，更重要的原因是由于，π 吸收和 π 介子波函数扭曲的结果。

(2) Δ 在核内的形成与传播，不仅仅在共振区，即使在低能情况下，也是不能忽略的。

(3) 对于到达同位旋相似态和非相似态的 DCX 反应，核的波函数非常重要，特别是核内两核子关联行为可以很大地改变反应截面。

(4) 非相似态的核中间态对 DCX 反应的影响是不可忽视的。

(5) 在 π 核光学势的途径中，二级光学势的影响是重要的。

(6) 两步级联过程是最重要的，在低能和高于共振能量，介子交换流有重要影响，在共振能量，双 Δ 机制有重要影响。

(7) πN 相互作用的力程及离壳行为，对于 DCX 反应的截面有一定的影响。

DCX 反应是一种相当复杂的反应过程。既有反应机制的问题，也有核结构的问题。因此，对于 DCX 反应的认识不能仅限于一个能量，一个原子核，而应该系统地分析从低能到高能的 DCX 反应；既要研究相似跃迁，又要研究非相似跃迁；既要研究轻核，也要观察重核。从实验角度，高于 Δ 共振能量的 π 引起的 DCX 反应的测量是有意义的。从理论上对各种情况作系统分析将对澄清 DCX 反应机制，从而得到核结构的信息，具有重要的作用。

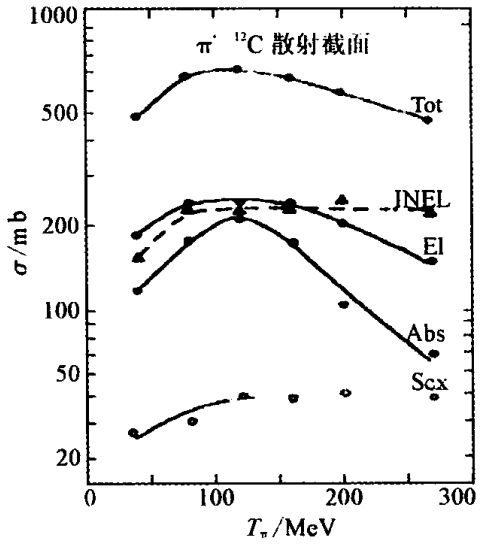


图 7－13　不同能量的 π^+ 介子在 ^{12}C 上各种反应截面[66]　Tot 表示总截面，Inel 表示非弹性散射截面，El 表示弹性散射截面，Abs 表示吸收截面 (absorption cross section)，Scx 表示单电荷交换截面。

§7.6　π 介子在原子核上的吸收

7.6.1　π 吸收机制的讨论

π 介子的自旋为 0，是玻色子。因此，当 π 介子与原子核发生作用时，π 介子有可能把它的全部能量和动量转换成原子核内核子的动量，而末态已经没有 π 介子了，这样的过程就是 π 吸收。在 πA 作用中，π 吸收的概率是很大的。图 7－13 给出实验上测到的不同能量的 π^+ 介子在 ^{12}C 上各种反应截面的比较。

从图 7－13 可见，π 吸收的截面是很大的。所以，π 吸收过程会对各种 πA 作用过程产生影响，清楚认识 π 吸收过程的机制对于认识各种 πA 反应是十分重要的。

另一方面，核物理中主要目标之一就是观测和认识短距离核现象的特点，这是了解核内非核子自

由度的关键一步。我们知道，在距离较远时，两个核子可以看成独立的核子，然而在非常短的距离，它们可能相互渗透，融合成六夸克的集团。人们预计，这种转变发生的距离大约为 1 fm。因此，为了得到这种转变的信息，寻找研究这种短程作用的核子的性质的实验是十分重要的。由于能动量守恒的限制，π 介子被一个自由核子吸收：

$$\pi + N \to N', \tag{7.97}$$

是不可能发生的。在原子核内，一个核子吸收 π 介子的可能性也是不大的。π 吸收过程是至少需要两个或两个以上核子的过程，例如

$$\pi + (NN) \to N + N。 \tag{7.98}$$

大于 140 MeV 的能量需要转移给核内的核子，π 在一对核子上的吸收是大动量转移的过程。这个动量转移相应于 0.5～0.7 fm 的距离。人们预计，π 吸收对核内短程关联很敏感[66]。但到底多少核子参与了 π 介子吸收的过程仍然是在讨论的问题。图 7－14 给出 165 MeV 能量的 π^+ 介子与原子核作用各种反应截面与原子核核子数 A 的依赖关系[65]。

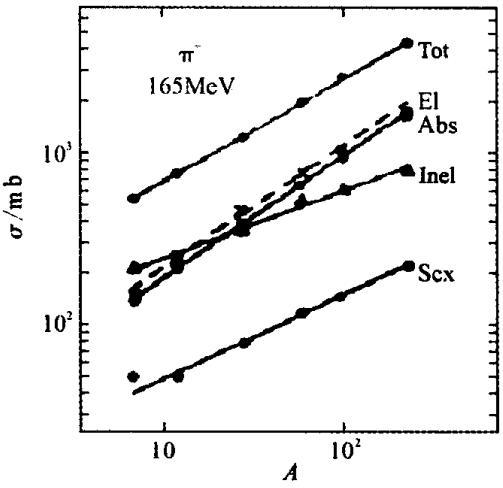


图 7－14　165 MeV 的 π^+ 介子与原子核作用各种反应截面与原子核核子数 A 的依赖关系　Tot 表示总截面，Inel 表示非弹性散射截面，El 表示弹性散射截面，Abs 表示吸收截面，Scx 表示单电荷交换截面。

π 吸收的实验有两类：一类是测量静止 π^- 介子在原子核上的吸收几率或飞行 π 介子在原子核上的吸收总截面。另一类是测量 π^- 吸收后发射粒子的能谱或粒子关联[3]。

π 介子在氘核上吸收过程在实验上进行了深入研究。实验上测量了不同能量的 π 介子在氘核上吸收后出射两核子的角分布及吸收总截面。理论分析认为，主要的吸收机制是入射 π 介子先与一个核子作用，将这个核子激发为 Δ，这个 Δ 通过与另一个核子作用，最后变成两核子发射出去。π 在较重的原子核上吸收的实验观测量是吸收后的出射核子或核子集团的能动量分布以及它们的关联。然而，这种情况比较复杂，因为吸收了 π 的核子在离开原子核以前还要与核内其他核子发生作用，即末态相互作用。为了研究 π 吸收的机制本身，必须仔细处理末态作用。

7.6.2　π 吸收后核子发射的多重散射处理

我们通常可以把 π 吸收分成四步：

(1) 初态相互作用。入射 π 介子与靶核内的核子发生弹性或非弹性散射，可以有能动量转移，但仍然保持为 π 介子。

(2) π 吸收。π 介子被一个核子集团吸收。我们把这些核子叫“原始核子”,它们带有吸收过程的直接信息。

(3) 核内级联过程。原始核子直接离开原子核或与其他核子发生一些弹性或非弹性碰撞后离开原子核。也可以通过这种末态作用形成一些复合粒子而发射出去。

(4) 蒸发。这些原始核子和次级粒子离开原子核以后,剩余核还可能处于粒子不稳定的激发态,还可能发射核子。

所以,实验上观测到的出射核子可以是原始核子,还可能是这种“次级”粒子。姜焕清和许夫纳假定 π 介子是在一对核子上被吸收,而吸收了 π 介子的核子有可能直接离开原子核,也可能与核内其他核子发生几次碰撞后离开原子核,他们建议了一种基于多重散射理论的实用方法处理核内的级联过程[67]。基于这种方法,研究了禁止的 π^- 介子吸收后的核子能谱,在没有自由参数的情况下,对各种已有的从轻核到重核上的实验成功的给予了解释。同时发现,在当前实验误差范围内,负 π 介子在 pn 对上的吸收几率是在 pp 对上吸收几率的 13±6 倍。

对于这种多重散射理论的一个自然的检验是把它应用于“预平衡反应”,在这种反应中,几十 MeV 的核子与原子核相互作用发射出核子或氘、氚等轻粒子。观测到的出射核子或氘、氚等轻粒子的动量分布呈现比较复杂的结构,它既不像简单的直接反应过程,也不像达到平衡的复合核衰变过程,通常认为是“预平衡”发射。对于这种反应的机制已经有了相当多的研究。如果上述处理核内的级联过程的途径是可靠的,完全可以用于计算“预平衡反应”中出射粒子的能谱和角分布。研究发现,利用上述多重散射理论,考虑一次和两次直接碰撞再加上复合核蒸发,对于已有的各类预平衡”发射的实验都给予了很好的解释[68]。

7.6.3 π 介子在原子核上的辐射吸收

π 介子在单个核子上通过发射光子而被吸收是可以发生的,即

$$\pi^- + p \rightarrow \gamma + n, \tag{7.99}$$

这种过程就是辐射吸收。对于 π 介子在原子核上的辐射吸收是指处于一个在 π⁻原子某一个轨道上的 π 介子,通过光子发射而被吸收,实验上只测量出射的光子,而对于系统的其余部分不测量,即

$$_{\pi^-}A \rightarrow \gamma + X(\text{无 } \pi)。 \tag{7.100}$$

对于 π 介子在原子核上的辐射吸收也已经进行了广泛的研究[69, 70]。研究这类反应至少有三重意义。首先,它直接提供 π^- 介子与原子核相互作用的信息。此外,这种反应中,π^- 介子只能在质子上被吸收,它可以提供原子核结构的信息,特别是原子核中质子的分布状态的信息。同时,它提供了非常低能量的 π^- 介子与质子相互作用的信息,这个过程与阈能附近的 π^- 介子产生相互补充,这种过程的研究可以为相关的反应机制,例如 π

介子的光生反应(photoproduction reaction)(γ, π),提供借鉴。

姜焕清等[69]建议了一种多体方法去计算静止的 π^- 介子在原子核上辐射吸收的吸收几率以及发射 γ 光子的能谱分布。这个途径是基于多体场论,从基本过程出发,考虑了核物质的极化效应。再利用定域密度近似和从 πA 光学势出发得到的精确 π 介原子波函数来得到 π^- 介子在原子核上辐射吸收的吸收几率以及 γ 光子的能谱分布。在没有自由可调参数的情况下,在很大的范围内,计算的吸收几率和 γ 光子的能谱分布与实验数据符合较好。并发现,由于核子-核子之间的自旋-同位旋相互作用引起的核物质的极化效应对吸收几率有重要影响。由于这里采用了费米气体模型,对于原子核内核子分布的大动量部分与实验数据有偏离。Amaro 等[70]利用连续态壳模型对这个问题重新进行了计算,得到更好的结果。

§7.7　π 介子在原子核上引起的介子产生

7.7.1　(π^+, K^+)协同产生反应与超核

π 介子在原子核上引起的介子产生中,(π^+, K^+)协同产生反应是研究得比较多的一类。由于强相互作用中奇异数守恒,π^+ 介子与中子相互作用产生 K^+ 介子的同时,将中子变成一个 Λ 超子,即

$$\pi^+ + n \rightarrow K^+ + \Lambda。 \tag{7.101}$$

如果这种反应发生在核内,产生的 Λ 超子与核内的其他核子有吸引的相互作用,在一定的运动学条件下,Λ 超子有可能与其余 $A-1$ 个核子一起形成 Λ 超核,而 K^+ 介子飞出核外,

$$\pi^+ + A \rightarrow K^+ + {}_{\Lambda}(A-1)。 \tag{7.102}$$

由于反应(7.101)中,Λ 超子得到的反冲动量较大,典型的动量转移是 350 MeV。这个动量与原子核的平均费米动量差不多,所以反应(7.102)有利于把原子核中最外边的一个中子变成 Λ 超子而激发到可能的 Λ 超子的轨道,即有超核的激发态。这个反应是首先由 Dover[71]等人建议的,随后在美国布鲁克黑文国家实验室首先作了这个实验[72],现在 Brookhaven AGS 和日本的 KEK[73]在一系列原子核上进行了这方面的实验,早期的实验和理论进展参见 Dover[74]和 Bando[75]的文章。最近,Hotchi 等在日本的 KEK 利用 12 GeV 的质子加速器上产生的 π 介子进行了(π^+, K^+)实验,结果见文献[76]以及其相关文章。

7.7.2　(π, η)反应

在第 6 章中,我们曾讨论了质子在原子核上产生 η 介子的反应,讨论了 η 介子的反应与 η-核的相互作用。η 介子也可以在(π, η)反应中产生。它的基本过程为

$$\pi^+ + n \rightarrow \eta + p, \tag{7.103}$$

$$\pi^- + p \rightarrow \eta + n。 \tag{7.104}$$

人们之所以对这种反应感兴趣，首先是由于 π、η 和 K 介子同属于一个 SU(3)分类的赝标介子。在 20 世纪 80 年代，人们对于 π 和 K 介子与核子的作用有了相当多的了解。相比之下，对于 η 介子与核子的作用了解要少得多。由于 η 介子的寿命很短，在实验室中不可能有 η 介子的束流，研究 η 介子与核子的作用的途径只能是通过 η 介子产生过程。π 介子是最早用于研究 η 介子与核子作用的探针。利用 π 介子研究 η 介子产生过程还有另外一个原因。按照简单的夸克模型，在 SU(3)对称下，η 介子的夸克波函数与 π^0 介子相比，η 介子的夸克波函数中包含有奇异夸克的分量，即

$$|\eta\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}), \tag{7.105}$$

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})。 \tag{7.106}$$

由于 SU(3)对称只是一个近似，对称性的破缺可以导致 η 介子和 π^0 介子的混合。比较带电 π 介子与核作用引起的电荷交换反应和 η 介子产生反应，是研究这些介子的夸克结构的有效办法。对于产生 η 介子的反应，可以用中能质子、K 介子以及光子。然而，利用 π 介子束流具有它的优越性，即它的产生截面是很大的。而且，$\pi^- + p \rightarrow \eta + n$ 反应最大的截面是在接近阈能附近。而在美国洛斯阿拉莫斯国家实验室中能质子强流加速器上产生的 π 介子最大能量正好在 η 介子产生的阈能以上，所以在 20 世纪 80 年代，在美国洛斯阿拉莫斯国家实验室就开始利用 π 介子进行产生 η 介子的实验。先后用 d、^{3}He、^{7}Li 和 ^{12}C 等靶核进行了单举和遍举的测量[77]。

从实验角度，一类比较简单的 π 介子引起的 η 介子产生反应是 η 介子的单举产生，

$$\pi + A \rightarrow \eta + X。 \tag{7.107}$$

这里，X 是未观测的任何末态。陈林和姜焕清利用 N*(1535)共振模型，在 DWBA 框架下，分析计算了这类反应，具体给出了 ^{12}C(π, η)X 反应的双重微分截面，得到与实验符合较好的结果。通过分析实验他们提出了 N*(1535)与核子相互作用是吸引的结论[78]。

如果 π 介子引起的 η 介子产生反应发生在核内，产生的 η 介子与核内的其他核子有吸引的相互作用，在一定的运动学条件下，η 介子有可能与其余 $A-1$ 个核子一起形成 η 介子-核，而发生作用的核子飞出核外，例如

$$\pi^- + A \rightarrow p + {}_{\eta}(A-1)。 \tag{7.108}$$

所以，π 介子引起的 η 介子产生反应成为寻找 η-核束缚态的一个手段。

η 介子与核子的作用理论研究最早的工作是 Bhalerao 和 Liu 的工作[79]。他们在耦合道的 N* 共振模型下研究了 N(π, π)N，N(π, 2π)N 和 N(π, η)N 反应，发现低能 η 介子与核子的作用是吸引的，从他们得到的 η 介子与核子的作用出发，Haider 和 Liu[80] 构

建了一级 ηA 光学势，他们发现，在包括了 s，p 和 d 波的 η 介子与核子的作用后，ηA 光学势仍然是吸引的，在硬球密度分布的假定下，他们预言，ηA 作用可以形成 ηA 束缚态。

我们知道，在原子核内，N^* 共振态要受到核介质的影响，其性质要有修正。另一方面，实验告诉我们，在阈能附近，在众多 N^* 共振态中，只有 $N^*(1535)$ 与 ηN 有很强的耦合。姜焕清、Oset 和刘龙章[81]在 $N^*(1535)$ 共振模型下，考虑了核子的费米运动和泡利不相容原理以及 π 和 η 介子在核物质的传播引起的 $N^*(1535)$ 性质的修正，得到了一种 ηA 光学势。利用这个光学势，通过求解克莱因-高登方程研究了 ηA 束缚态。发现，η 介子与一系列原子核都可形成 ηA 束缚态，但由于 $N^*(1535)$ 大的宽度，这些 ηA 束缚态都有很大的能级宽度(energy width)。一般地说，能级宽度与不同能级之间的距离差不多，这使得实验上，确定 ηA 束缚态变得很困难。

7.7.3　(π，2π)反应与核内的 σ 介子

σ 介子是核物理最常提到的介子，它是提供核子-核子相互作用中程吸引的介子。尽管对于 σ 介子的本质还有不同的看法，σ 介子的存在已经被确认。σ 介子与 2π 有很强的耦合，它有很大的衰变宽度。因此，研究 ππ 相互作用是研究 σ 介子的一个重要途径。在核子上的(π，2π)反应是用来提取 ππ 相互作用信息的主要手段之一[82]。通过这些反应，人们已经提取到不同同位旋、不同自旋的 ππ 道的散射相移和非弹性系数。对于 ππ 相互作用的理论主要有介子交换理论和手征理论。特别是从最低阶的手征微扰理论出发经过幺正化得到的手征幺正理论(chiral unitary theory)[83]。按照这一理论，在 SU(3)对称下，考虑 ππ 和 KK 两个道的耦合，计算散射 T 矩阵等于考虑如图 7-15 所示的级数。

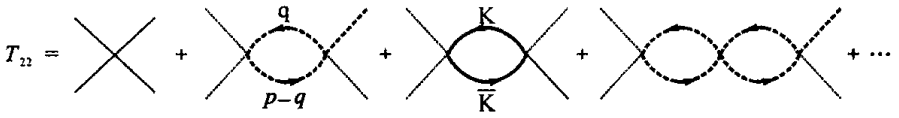


图 7-15　ππ散射满足的B-S方程

ππ 散射 T 矩阵可以写为

$$T_{22}=\frac{V_{22}+V_{21}G_{11}t_{12}}{1-V_{22}G_{22}}。\tag{7.109}$$

这里指标 1 是指 KK 道，2 是 ππ 道，G 为传播子；其中

$$G_{22}(P)=\mathrm{i}\int\frac{\mathrm{d}^4q}{(2\pi)^4}D^{(0)}(q)D^{(0)}(P-q),\tag{7.110}$$

$$D^{(0)}(q)=\frac{1}{q^2-m_\pi^2+\mathrm{i}\varepsilon}。\tag{7.111}$$

取最低阶的手征 $\pi\pi$ 相互作用拉格朗日量，

$$L_2 = \frac{1}{12f^2}\langle(\partial_\mu\Phi\Phi - \Phi\partial_\mu\Phi)^2 + M\Phi^4\rangle, \tag{7.112}$$

其中 f 为介子的衰变常数，Φ 是介子场量，其形式如下。

$$\Phi \equiv \frac{\lambda}{\sqrt{2}}\varphi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta_8 & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta_8 & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta_8 \end{pmatrix}, \tag{7.113}$$

M 为质量矩阵，

$$M = \begin{pmatrix} m_\pi^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_\pi^2 & 0 \\ 0 & 0 & 2m_K^2 - m_\pi^2 \end{pmatrix}, \tag{7.114}$$

由此可得 $T = 0$ 时的 KK、πK 和 $\pi\pi$ 相互作用，

$$V_{11} = -\langle K\bar{K} \mid L_2 \mid K\bar{K}\rangle = -\frac{1}{4f^2}(3s + 4m_K^2 - \sum_i p_i^2), \tag{7.115}$$

$$V_{21} = -\langle \pi\pi \mid L_2 \mid K\bar{K}\rangle = -\frac{1}{3\sqrt{12}f^2}\left(\frac{9}{2}s + 3m_K^2 + 3m_\pi^2 - \frac{3}{2}\sum_i p_i^2\right), \tag{7.116}$$

$$V_{22} = -\langle \pi\pi \mid L_2 \mid \pi\pi\rangle = -\frac{1}{9f^2}\left(9s + \frac{15}{2}m_\pi^2 - 3\sum_i p_i^2\right)。 \tag{7.117}$$

利用上述相互作用和(7.109)式，可以得到散射 T 矩阵，由此可得散射相移。对实验得到的 $T = 0$ 道 S 波 $\pi\pi$ 散射相移进行了分析，在只有一个截断参数的情况下，可以很好地再现 1.2 GeV 以下的 $\pi\pi$ 散射相移并清楚地表明存在 σ 共振态。

然而在核物质内，$\pi\pi$ 散射要发生介质修正，姜焕清等[84]用耦合道的幺正手征方法和标准的 $\pi\pi$ 一阶手征相互作用研究了核介质中的 $\pi\pi$ 散射。在核物质中，π 介子的传播子要有修正，即自由的 π 介子传播子要变为

$$D(q) = \frac{1}{q^2 - m_\pi^2 - \Pi(q)}, \tag{7.118}$$

其中，Π 是 π 介子在核物质中的自能修正。我们将在下一节讨论如何得到 π 介子在核物质中的自能(self-energy)。这样，$\pi\pi$ 的传播子 G 在核物质中也要有相应的修正，

$$G_{22}(P) \to \tilde{G}_{22}(P) = i\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4}D(q)D(P-q)。 \tag{7.119}$$

此外，在核物质中，ππ 相互作用还会出现另外一种类型的作用，如图 7－16 所示。

这种相互作用与 π＋N→π＋π＋N 过程密切相关。在同时考虑了图 7－16 的贡献后，发现在 σ 附近，ππ 的强度会减弱，而 ππ 的强度会向 ππ 的阈能附近集中。

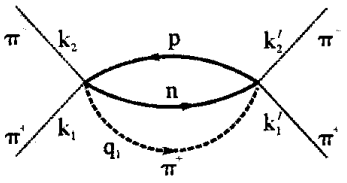


图 7－16　在核物质中 ππ 相互作用的修正

§7.8　核物质中 π 介子性质的变化

7.8.1　π 介子在核物质中的自能

在核物质内，π 介子会与其中的核子发生作用激发一个核子-核子空穴对，用多体场论的语言，自由的 π 介子会得到额外的自能。这就要计算 π 介子在核物质中的自能，如图 7－17 所示。

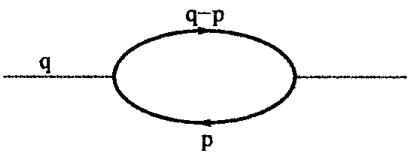


图 7－17　由于粒子-空穴激发引起的 π 介子自能图

如果 πNN 顶角在自旋和同位旋空间平均值写为

$$\frac{f}{\mu}\langle m_s'|\,\boldsymbol{\sigma}\cdot(-\boldsymbol{q})\,|m_s\rangle\langle m_t'|\,\tau^{\lambda}\,|m_t\rangle,\tag{7.120}$$

其中 m_s 和 m_t 分别为核子的自旋和同位旋的投影，q 为 π 介子的动量，f 和 μ 分别是 πNN 的耦合常数和 π 介子的质量，按照费恩曼规则计算上面的自能图，可得核物质中由于粒子-空穴激发得到的 π 介子自能为

$$\begin{aligned}-\mathrm{i}\Pi_{\mathrm{ph}}^{(0)}(q)=(-\mathrm{i})\sum_{\substack{m_t,\,m_t'\\ m_s,\,m_s'}}\int\frac{\mathrm{d}^4p}{(2\pi)^4}\frac{f}{\mu}\langle m_s'|\,\boldsymbol{\sigma}\cdot(-\boldsymbol{q})\,|m_s\rangle\langle m_t'|\,\tau^{\lambda}\,|m_t\rangle\\ \frac{f}{\mu}\langle m_s\,|\,\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{q}\,|\,m_s'\rangle\langle m_t\,|\,\tau^{\lambda'}\,|\,m_t'\rangle\mathrm{i}G^0(p)\mathrm{i}G^0(q-p),\end{aligned}\tag{7.121}$$

其中 G^0 为核子在自由空间的传播子。由于

$$\sum_{m_s'}\langle m_s'|\,\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{q}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{q}\,|\,m_s'\rangle=2\boldsymbol{q}^2,\tag{7.122}$$

$$\sum_{m_t'}\langle m_t'|\,\tau^{\lambda}\tau^{\lambda'}\,|\,m_t'\rangle=2\delta_{\lambda\lambda'}\ 。\tag{7.123}$$

则可得

$$\Pi_{\mathrm{ph}}^{(0)}(q)=-\mathrm{i}\delta_{\lambda\lambda'}4\frac{f^2}{\mu^2}\int\frac{\mathrm{d}^4p}{(2\pi)^4}G^0(p)G^0(q-p)。\tag{7.124}$$

代入 G^0 的表达式，利用柯西定理，可得

$$\Pi_{\mathrm{ph}}^{(0)}(q)=\delta_{\lambda\lambda'}\frac{f^2}{\mu^2}U_{\mathrm{N}}(q)。\tag{7.125}$$

这里 $U_N(q)$ 叫做 Lindhard 函数，其表达式如下：

$$U_N(q) = 4\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\left\{\frac{n(\boldsymbol{p})[1-n(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{p})]}{q^0-\varepsilon(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{p})+\varepsilon(\boldsymbol{p})+i\eta}+\frac{n(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{p})[1-n(\boldsymbol{p})]}{-q^0+\varepsilon(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{p})-\varepsilon(\boldsymbol{p})+i\eta}\right\}, \tag{7.126}$$

其中阶梯函数 $n(\boldsymbol{k})$ 为

$$n(\boldsymbol{k}) = \begin{cases} 1 & |\boldsymbol{k}| \leqslant k_F \\ 0 & |\boldsymbol{k}| > k_F \end{cases}。 \tag{7.127}$$

这里 $k_F = (3\pi^2\rho/2)^{1/3}$ 为核物质的费米动量，ρ 为核物质的密度。所以，π 介子在核物质中的自能修正是 π 介子四动量的函数，也是核物质密度的函数，它是一个复数。在(3，3)共振区，由于 $\pi N\Delta$ 的耦合很强，在核物质内，π 介子也会激发一个 Δ，而在原来的地方留下一个核子空穴，这种 Δ-空穴对激发也将使 π 介子得到额外的自能。类似的办法可以计算相应的自能 $\Pi^{(0)}_{\Delta h}(q)$。考虑这样两种物理过程，π 介子在自由空间的传播子 $D^0(q) = \dfrac{i}{q^{02}-\boldsymbol{q}^2-\mu^2+i\varepsilon}$ 就变成 π 介子在核物质中的传播子，

$$\begin{aligned} iD(q) &= iD^0(q) + iD^0(q)(i\Pi^0(q))iD^0(q) + iD^0(q)(i\Pi^0(q))iD^0(q)(i\Pi^0(q))iD^0(q) + \cdots \\ &= \frac{iD^0(q)}{1-D^0(q)\Pi^0(q)} = \frac{i}{q^{02}-q^2-\mu^2-\Pi^0(q)}。 \end{aligned} \tag{7.128}$$

其中 $\Pi^{(0)}(q)$ 是粒子-空穴激发与 Δ-空穴激发贡献的自旋之和，

$$\Pi^{(0)}(q) = \Pi^{(0)}_{ph}(q) + \Pi^{(0)}_{\Delta h}(q)。 \tag{7.129}$$

一般而言，π 介子在核物质中还有其他物理过程可以引起它的自能修正。等价地说，π 介子在核物质中的质量发生了如下的变化，

$$\mu^2 \to \mu^2 - \mathrm{Re}\Pi^0(q, k_F) - i\mathrm{Im}\,\Pi^0(q, k_F)。 \tag{7.130}$$

π 介子在核物质中这种性质的变化导致重要的结果。如果随着核物质密度增大时，$\mathrm{Re}\Pi^0(q, k_F)$ 逐渐增大，则 π 介子的质量要随核物质密度增大而减小。从动量和质量的色散关系可以发现，当核物质密度足够大，在一定的动量下，π 介子的质量有可能趋于 0。这样，可以在核物质中产生 π 介子而不需要有额外的能量。由于 π 介子是玻色子，在高密的核物质中有可能出现 π 介子凝聚。利用自由 πN 相互作用得到的 πA 光学势要得到修正，因而在 π 介子原子能级和宽度以及 πA 散射的观测量中也会表现出来。

7.8.2 π 介子在核内性质的讨论

在共振区，Δ 的形成与传播是 πA 相互作用研究的焦点。在自由空间，由于 Δ 要衰变成 π 介子和核子而存在一定的宽度。在核物质中，这种衰变要受到核物质的修正。首先，衰变出的核子要受到泡利原理的限制，即它只能到达没有被其他核子占据的量子态，

这就使得 Δ 的宽度变小。另一方面，衰变出的 π 介子由于核子-空穴和 Δ-空穴激发，在核物质中要得到额外的自能，这样又反过来对 Δ 的传播产生修正。这时，π 介子的传播子和 Δ 的传播子相互耦合在一起。在共振区研究 π 介子的传播可以用一种 Δ-空穴模型，π 介子与核内一个核子作用把核子激发为 Δ，Δ 在核物质中传播，最后又衰变为 π 介子和核子。一种唯象的办法考虑 Δ 在核物质中的传播是引入一个唯象的 Δ-核光学势。这样，在 Δ-空穴模型下，πN 相互作用可以利用 Δ 在核物质中的传播子来表示，即

$$t_{\pi N} = F_{\pi N\Delta} G_\Delta F^{+}_{\pi N\Delta}\ , \tag{7.131}$$

$$G_\Delta(E) = \frac{1}{E - m_\Delta + \mathrm{i}\Gamma/2 - T_\Delta - V_\Delta}。 \tag{7.132}$$

其中，m_Δ 是 Δ 的质量，V_Δ 是 ΔA 光学势。通过拟合 πN 散射实验，唯象的定出光学势的参数。分析发现，这个 ΔA 光学势应包括中心力与自旋轨道耦合力两部分，其中中心力的强度大约为

$$V_\Delta(r) \approx (-25 - \mathrm{i}40)\frac{\rho(r)}{\rho(0)}\mathrm{MeV}。 \tag{7.133}$$

可见，$V_\Delta(r)$的虚部，增大了 Δ 的宽度。这个结果受到共振区 π-核散射实验的检验。人们发现，在共振区，得到的信息基本上是关于 Δ 在核物质中的传播子的信息。

为了研究 π 介子本身在核物质中传播，最好是离开共振区。在 80 MeV 以下的能区，πN 作用相对较弱，§ 7.4 节讨论的一级近似光学势方法可以描述 π 介子与原子核的作用，在能量很低的情况下，这个势是很弱的，例如，对于负 π 介子，这个势是弱排斥的。通过理论预计，它的强度大约为

$$U_{\mathrm{opt}}(r=0) \approx \frac{49.1\,N - 45.6\,Z}{A}\mathrm{MeV}。 \tag{7.134}$$

其中，N、Z 和 A 分别为原子核的中子数、质子数和核子数。对于轻核，它只有几个 MeV。

在对称核物质内，π 介子有效质量与同位旋标量 S 波 πA 光学势实部直接相联系。并可由 π^-介子实验精确测定。在核密度一级近似下，可得[6]

$$\Delta m_\pi^2 = -4\pi(b_0)_{\mathrm{eff}}\rho,\ (b_0)_{\mathrm{eff}} \approx 0.024 m_\pi^{-1}。 \tag{7.135}$$

在正常核物质密度下，π 介子质量的相对变化为

$$\frac{\Delta m_\pi}{m_\pi} \approx 8\%。 \tag{7.136}$$

这样微小的变化与手征对称性的低能定理要求一致。$(b_0)_{\mathrm{eff}}$和$(b_1)_{\mathrm{eff}}$与同位旋标量 S 波 πN 散射长度 b_0 和同位旋矢量 S 波散射长度 b_1 的组合有关，

$$(b_0)_{\text{eff}} = b_0 - \left[1 + \frac{m_\pi}{m_N}(b_0^2 + 2b_1^2)\right]\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle, \tag{7.137}$$

其中 $b_0 = -0.010(3)m_\pi^{-1}$，$b_1 = -0.091(2)m_\pi^{-1}$；$\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = 3p_f/(2\pi)$ 为关联长度，与泡利原理有关。

π^-介子在铅核上可以产生深束缚态的 S 波 πA 势与从手征对称性出发构建的 S 波 πA势很相近，从这样的光学势可以得到在铅核中心有效的 π 介子质量为 $m_\pi^*/m_\pi \approx 1.13$。在对称的核物质中，$m_\pi^*/m_\pi \approx 1.07$[85]，这个结论与上面提到的 π^- A 的光学势是弱排斥的结论是一致的。

由本章前几节讨论已经知道，πA 相互作用，不论是 π 介于原子、πA 散射和电荷交换反应，都与核物质内 π 介子的性质有关。对于 π 介子，核介质效应来自两方面，一是通常的多体相互作用，一是手征对称性恢复的影响。核物质内 π 介子的有效质量只稍稍偏离它的真空质量，因为作为手征对称的结果，S 波相互作用很小。另一方面，由于 Δ(1232) 和 ρ(770)导致强吸引的 P 波相互作用和 π 介子色散关系在核物质内软化。这些影响来自多体相互作用而不是手征对称性。唯象地说，核内 π 介子有效质量的微小变化似乎不具有任何可观测的效果。然而，由于 π 介子的介质内色散关系软化的影响可能在重离子碰撞中通过低横动量 π 介子的增加而被检测到。

π 介子是最好的戈德斯通玻色子，这意味着它的性质直接联系着手征对称性的自发破缺，以及手征凝聚的变化，并可由手征微扰论计算。

§7.9 展望

7.9.1 π 介子在未来强作用物理中的地位

在过去 40 年里，由于介子工厂的建成和投入运行，对原子核的图像的认识经历了一场变革：从一个由 NN 相互作用支配的核子系统变成了一个由核子、介子以及 Δ(1232)组成的相互耦合的体系。虽然从更基本的意义上讲，夸克-胶子在核物理中起着一个中心作用，而传统的图像仍然具有很大的预言能力。因此，πA 物理仍然有机会对解决目前人们感兴趣的问题做出贡献。可以把像夸克-胶子凝聚等大动量转移的现象与物理上观测的强子等低动量转移现象相联系。

在未来的研究中，对 QCD 的检验是摆在实验和理论物理学家面前的一个重要任务。对微扰 QCD 的研究，需要有几个 GeV 能量的强子和电子束流，而对于非微扰 QCD 的研究，则需要的是低动量转移。例如，在尺度 $\Lambda_{QCD} \sim 500$ MeV 附近的实验，这正是当前一些中能加速器的能量范围。实践证明，这些装置是利用原子核研究强子动力学的极佳场所。在这里，可以把大动量转移的现象（夸克，胶子，“凝聚”）与低动量尺度的现象（物理上观测到的强子自由度）相联系。

目前，随着新的大科学装置的建立，人们把更多的精力放到了新的物理问题上。利用高能电子和光子的装置，像美国的 Jefferson 实验室，MIT-Bates 和德国的 Mainz，人们试图从更基本的夸克-胶子自由度来揭示原子核的动力学。然而，所有的实验几乎都涉及到介子的观测，特别是 π 介子的观测。例如从 Δ 共振区大动量转移的(e，e′π)和(e，e′πA)反应，人们期待得到原子核中 Δ 成分以及在 N－Δ 相互作用中 6 夸克动力学信息。由于反应的末态包括有 π 介子和其他强子，对于这些实验的分析需要对 πA 相互作用的可靠理论。特别是 πA 相互作用有很强的吸收截面。真正微观的认识 πA 相互作用对于理解高能电子和光子与原子核相互作用是十分重要的。

相对论重离子碰撞是当前另一个重要的研究方向。它的主要目标是研究高温高密物质的相变。然而，在这样的碰撞中，π 介子将大量产生，对于丰重子区域产生的 π 介子的分析显然需要对 πA 相互作用有可靠的了解。

在过去的 30 年里，传统核结构的研究也取得了很大的进展，特别是随着放射性束流线的建成对于丰中子核、丰质子核(proton-rich nucleus)等远离 β 稳定线的原子核的研究取得了很大进展，中子晕核和质子晕核的发现等等都对传统的核结构理论提出了挑战。在传统的领域，对于具有极端中子/质子比的原子核的发掘引起人们越来越大的兴趣。天体物理学家对这些研究具有极大兴趣。在放射性束流线以前，π 介子曾经提供了一个唯一的机会去产生丰中子和丰质子的原子核。正如上面已经提到的，π 介子的三种电荷状态存在使得单电荷交换和双电荷交换反应成为发现和研究丰中子核(neutron-rich nucleus)、丰质子核十分有用的手段。

双电荷交换反应可以产生丰质子核，像^{9}C，^{10}C 和^{11}N，也可以产生丰中子核，像^{10}He，^{11}L$_{1}$，^{14}B 和^{17}B 等。同时，借助谱仪分析它们的能谱，可以寻找它的运动方式。通过反应的角分布可以研究这些中子晕核的空间分布。π 单电荷交换反应的独特性质可以用来研究重核中的质子分布与中子分布的差别。

已经证明，πA 的相互作用是研究原子核激发方式，特别是同位旋为 1 的激发的十分有用的途径。

πA 相互作用的研究在 20 世纪 60 年代末以后的很长时间内都是核物理的一个前沿。国际上投入了大量的人力和物力，美国的 LAMPF、加拿大的 TRIUMPF 和瑞士的 PSI 三大介子工厂的建立为 πA 相互作用的研究提供了重要的实验条件，得到了大量的实验数据。在过去 40 年里，人们对于 πA 相互作用的认识也逐步深入。然而，直到今天，很多问题尚未得到透彻的认识。

下面将对未来 πN 相互作用的研究的几个问题谈一谈我们的看法。

7.9.2　πN 散射与 ππ 散射和核物理

在过去 40 年里，粒子物理和核物理的一个神圣目标是确认 QCD 作为强子动力学基础的可靠性。到目前为止，这个目标还是被 QCD 理论本身固有的非线性所困扰。然而，

基于破缺的手征对称理论的发展，可以允许产生各种低能定理，而这些定理可以为 QCD 提供精确的检验。

π 介子是自发破缺手征对称的戈德斯通玻色子，它是手征拉格朗日量的一个核心特征。所以 π 介子可以作为 QCD 按照物理观测态的模型无关的表示。通过 πN 散射以及 ππ 散射可以研究手征对称以及手征对称破缺等一些基本问题。

1. πN 散射

尽管 π 介子工厂已经运行了 40 多年，人们对于 πN 相互作用的认识仍然不十分完全。基于 LAMPF，TRIUMF 和 PSI 的实验得到的 πN 数据库的差别可达 20%。

πN 耦合常数是一个重要的物理量，现在仍然有 5%的不确定性。另外一个重要的量是 σ 项，它是从 π 散射数据推出来的，可以与核子内奇异夸克成分有关的一个物理量。基于不精确的数据，有人建议核子的质量有 20%来源于奇异夸克；也有人认为，奇异夸克的贡献接近于零。关于同位旋对称性，最近的分析表明，除了库仑作用以及强子质量等因素以外，$\pi^{\pm}P$ 散射还有大约 7%的差别。总之，更精确的 πN 散射数据有利于检验手征对称破坏和同位旋对称性。

2. ππ 散射

为了检验 QCD 的低能定理，一个特别重要和干净的例子是 ππ 散射。在 40 多年以前，温伯格(S. Weinberg)利用流代数/PCAC 技术就指出，在阈能附近的 ππ 散射振幅完全由相互作用的手征对称破缺部分所决定的。也就是说，在手征对称的极限下，ππ 散射长度为零，如果 ππ 散射长度不为零，就意味着手征对称的破缺。所以 ππ 散射长度是强作用拉格朗日量中手征对称破坏的直接测量。这个问题已经进行了 40 多年的研究。目前的实验数据与其预言，在误差范围内是一致的。为了完全检验预言，需要一套误差在 5%以内的新实验。最近，很多理论方法都是基于 QCD，在低能时构架一个有效的强作用拉格朗日量。最值得注意的是手征微扰论，这是一个重新引起人们极大兴趣的课题。

在 7.3.4 节，我们已经提到，ππ 散射的实验数据主要是通过 $\pi+N\rightarrow\pi+\pi+N$ 反应得到的。所以在阈能附近的这个反应具有提取可靠的 S 波 ππ 散射长度的潜力。我们也指出，观测 J/Ψ 衰变后的 ππ 末态也有可能得到 ππ 散射相移。现在最根本的挑战是寻找提取相移的非常可靠的理论方法。

7.9.3 双重子的寻找

几乎所有具有 QCD 精神的模型都预言了六夸克结构的存在，这里我们把它叫做双重子态，而双重子的能谱是与模型有关的。人们已经在 NN 系统中寻找双重子态，也发现了一些迹象(见第 6 章)。由于各种各样的原因，人们预计，如果它们存在的话，π 介子在原子核上的反应应该有利于双重子态的形成。首先，原子核是由靠得很近的多个核子所组成；其次，π 介子可以认为是一种能量和动量的源泉，当 π 介子在反应中被核子中的

夸克吸收了的话，它可以产生一个运动学的条件，这种条件有利于产生一个双重子。

人们曾建议在 πA 反应中寻找双重子态的候选者。基于 QCD 的弦模型，曾预言了 d′ 双重子态，它是 I = 偶数，$J^P = 0^-$，质量为 2.06 GeV 的六夸克态[85]。根据它的量子数，它不能衰变到 NN，而仅能衰变到 NNπ 道，人们预计它会在 πA 双电荷交换反应中表现出来。另一个双重子态是 d*，它的自旋为 3，同位旋为 0，可以认为是两个 Δ(1232)的束缚态[86]，质量在 2.1～2.3 GeV。独立地进行测量对于确认这些候选者是十分根本的任务。

7.9.4　原子核内的 Δ 和 π

正如上面几节提到的，π 介子与重子共振态(baryon resonance)有很强的耦合。在 π 介子能量为 100～300 MeV 时，Δ(1232)激发起到决定作用，而且是一个孤立的共振。因此，在这个能区的 πA 反应有利于研究这个共振在原子核内的细节。在过去 40 多年里，与电磁探针一道，πA 散射，πA 双电荷交换反应已经提供了确定在原子核 Δ(1232)的质量和宽度的多种可能性。现在，Δ(1232)的实验研究比过去变得更重要，这是因为人们越来越意识到借助于 QCD 求和规则，核子，Δ(1232)，π 介子以及超子等基本强子的性质与夸克和胶子的凝聚相联系，在原子核内也同样如此。然而，在原子核内，凝聚与核物质的密度有关，而且在核内，四夸克凝聚显得更重要。现在，人们对四夸克凝聚了解得甚少，πA 物理的研究有机会对这方面的认识做出贡献。例如：Δ(1232)在原子核内的质量移动已经被用来确定四夸克凝的某种组合关系，π 介子在原子核内引起的散射，电荷交换等对于认识 Δ 和 π 在核物质内的性质改变具有独特的作用。

7.9.5　π 介子在极化靶上的反应

用 π 介子在极化的轻核和重核靶的实验可以提供基本强子的结构，Δ-核子之间的相互作用以及关于原子核内中子密度分布的形状的信息。通常假定核子和 Δ(1232)是球形的，这样从核子到 Δ(1232)的电磁跃只能是纯的 M1 跃迁。基于 QCD 和其他理论都预言它们有可能具有非球对称的分量。用 π 介子在极化质子上的实验等可以告诉我们核子或 Δ(1232)是否有变形的信息。

对于 π 介子在极化的轻核上的散射和电荷交换反应已经有了一些理论研究，然而相关实验还很少。人们预计，这方面的实验可以提供 ΔN 自旋-自旋相关的相互作用和原子核中自旋密度的知识。同样，在极化 ^{165}Ho 和其他类似靶核上的 πA 单电荷交换反应，可以得到大变形核中的中子分布变形与质子分布变形的差别的信息。

7.9.6　πA 单电荷与双电荷交换

πA 单电荷与双电荷交换反应提供了一个研究强子动力学和核结构的一个独特的窗口。双电荷交换反应过程保证至少有两个核子参与反应，用这种反应已经发现了原子核

的双巨共振，成功发现了丰中子和丰质子核。系统对这个新领域的研究，不仅对于我们认识 Δ 和核子之间的同位旋向量相关的自旋-自旋和张量相互作用，而且对于这些奇特的结构都是十分有意义的。对于^{10}He，^{11}L$_1$，^{14}Be 和^{17}B 等丰中子核可以通过在适当的靶上的(π^-，π^+)双电荷交换反应进行研究，对于^{9}C，^{10}C 和^{11}N 等丰质子核可以通过(π^+，π^-)反应来研究。

前面已经提到，对于 DCX 反应的机制有多种理论。理论表明，在低能区，级联机制是最重要的。而对于级联机制的贡献这一点在轻核上比较容易研究清楚。在像^{3}H，^{3}He，^{4}He 等轻核上的双电荷交换，可以用了来研究 πA 散射的机制。

7.9.7 高能和高核物质密度的 π 动力学研究

已有的理论和主要的实验数据都是对于动能小于 300 MeV 的 πA 作用。在这个区域，Δ(1232)激发很强。理论和实验的比较表明，在这个能量区，πA 作用是在核表面发生，既 π 介子只探测到原子核的低密度区域。因此，理论上的不确定性也比较小。πA 物理研究的一个重要方面是把现有的理论扩展到高能量。一个理由是高能的 π 介子可以在原子核内穿透得更深一些，所以可以到达原子核的高密度区。研究高能 πA 作用的另一个原因是现有的理论模型在 300 MeV 以下与实验符合很好，而与现存的高能数据有系统的偏离。由于现存的数据都是很老的数据，因此需要有新的更精确的可靠实验数据。高能 π 介子与核作用的另一个特点是可以是研究其他核子激发态的性质，例如，P_{11}(1440)，D_{13}(1520)和 S_{11}(1535)等等，这些共振态性质在核物质内的变化对于理解夸克凝聚是很有意义的，这些共振都与 π 介子有很强的耦合。

在更高的能量还可以研究(π，η)和(π，K)反应。在原子核上通过这个反应可以进一步研究 η-核形成束缚态的可能性以及高角动量 Λ 超核的形成。

综上所述，对于这一领域的研究远远没有结束。然而，对于 πA 相互作用的研究仍然是十分重要的，需要在实验和理论两个方面继续深入研究。

参考文献

[1] Koltun D S. Advances in Nucl Phys, 1969,3:71.
[2] Huefner J. Phys Rept, 1975,21:1.
[3] 姜焕清. 物理学进展,1982,2:228.
[4] Weyer H. Phys Rep, 1987,195:295.
[5] Lee T S H,et al. Ann Rev Nucl Part Sci, 2002,52:23.
[6] Ericson T,Weise W. Pions and Nuclei. Oxford,1988.
[7] Miyake K,et al. Phys Rev, 1962,126:2188.
[8] Pich A. Rept Prog Phys, 1995,58:563.
[9] Ecker G. Prog Part Nucl Phys, 1995, 35:1.
[10] Meissner U G. Rept Prog Phys, 1933,56:903.

[11] Oller J A, Oset E, Pelaez J R. Phys Rev D, 1999,59:074001.
[12] Vrana T P, Dytman S A, Lee T S H. Phys Rep, 2000,328:181.
[13] 章乃森. 粒子物理学. 科学出版社,1986.
[14] PDG, J Phys Nucl Part Phys, 2006, 33:71.
[15] Protopopescu S D, et al. Phys Rev D, 973,7:1279.
[16] James F E, Kraybill H L. Phys Rev, 1966,142:896.
[17] Zou B S. Nucl Phys A, 2000,675:167; 2001,684:330.
[18] 郭丰坤,沈鹏年,姜焕清. 高能物理与核物理,2005,29:852.
[19] Bai J Z, et al. Phys Rev D, 2000,62:032002.
[20] Roca L, Palomar J E, Oset E,et al. Nucl Phys A, 2004,744:127.
[21] Li L, et al. Phys Rev D, 2001,63:074003.
[22] Oset E, et al. Nucl Phys A, 2000,670:111.
[23] Watson K M. Phys Rev, 1953,89:575.
[24] Kerman A K, McManus H, Thaler R M. Ann Phys, 1959,8:551.
[25] Huefner J, Mahaux C. Ann Phys, 1972,73:299.
[26] Kisslinger L S. Phys Rev, 1955,98:761.
[27] Bethe H A. Phys Rev Lett, 1973,30:105.
[28] Chiang H C, Johnson M B. Phys Rev C, 1985,32,531.
[29] 邹冰松、姜焕清. 高能物理与核物理,1988,12:627.
[30] Piffaretti J, et al. Phys Lett B, 1977,71:324.
[31] Antonuk L E, et al. Nucl Phys A, 1984,420:435.
[32] Leitch M J, et al. Phys Rev C, 1984,29:561.
[33] Binon F,et al. Nucl Phys A, 1978,298:499.
[34] Ashery D, et al. Phys Rev C, 1981,23:2173.
[35] Gmitro M, et al. Phys Rev C, 1987,36:1105.
[36] Olmer C, et al. Phys Rev C, 1980,21:254.
[37] Ingram C H, et al. Phys Rev C, 1983,27:1573.
[38] Thies M. Nucl Phys A, 1982,382:434.
[39] Dehnhard D, et al. Phys Rev Lett, 1979,43:1091.
[40] Binon F, et al. Nucl Phys B, 1979,17:168.
[41] Lenz F,et al. Nucl Phys, 1982,140:266.
[42] Baer H W,et al. Phys Rev Lett, 1982, 49:1376.
[43] Ullmann J L, et al. Phys Rev C, 1986,33:2092.
[44] Irom F. et al. Phys Rev Lett, 1985, 55:1862.
[45] Chiang H C, Johnson M B. Phys Rev Lett, 1984, 53:1996.
[46] Baer H W , Leitch H J, Proc of the LAMPF workshop on pion double charge exchange, LA-10550-c, 1985.
[47] Becker E, et al. Rev Nuono Cim,1971, 1:309.
[48] 姜焕清,邹兵松. 高能物理与核物理,1991,15:1115.

[49] 潘玲君,姜焕清,邹兵松.高能物理与核物理,1990,14:1014.
[50] Germond J F, Wilkin W. Lett Nuovo Cim, 1975,13:605.
[51] Oset E, et al. Nucl Phys A, 1983,408:461.
[52] Johnson M B, et al. Phys Rev Lett, 1984, 529:593.
[53] Oset E, et al. Nucl Phys A, 1988,483:514.
[54] Koltun D S, et al. Phys Rev C, 1989,39: 704.
[55] Ching C R, et al. Commun Theor Phys, 1989, 11:171.
[56] Miller G A. Phys Rev Lett, 1984, 53:2008.
[57] Chiang H C, Zou B S. Nucl Phys A, 1989,496:739.
[58] Chiang H C, Johnson M B. Phys Rev C, 1985,32:531.
[59] Glauber R J. Lectures in Theoretical Physics. Interscience,N. Y. , 1959,Vol. 1,315.
[60] 李扬国等.中国科学,1983,18:38.
[61] Liu L C. Phys Rev C, 1983,27:1661.
[62] Hirata M. Phys Rev C, 1981,24:1604.
[63] Lenz F, et al. Ann Phys, 1982,140:266.
[64] Karapiperis T, et al. Ann Phys, 1982, 177:1.
[65] Ashery D, et al. Phys Rev C, 1981,23:2173.
[66] Ashery D. Proc. of Inter. Sym. on Medium Energy Physics. World Sci,1987,324.
[67] Chiang H C, Huefner J. Nucl Phys A, 1980,352:442.
[68] Chiang H C, Huefner J. Nucl Phys A, 1980,349:466.
[69] Chiang H C, Oset E. Nucl Phys A, 1990,510:573.
[70] Amaro J E,et al. Nucl Phys A, 1997,623:529.
[71] Dover C B, et al. Phys Rev C, 1980,22:2073.
[72] Milner C, et al. Phys Rev Lett, 1985,54:1237.
[73] Ejiri H, et al. Phys Rev C, 1987,36:1435.
[74] Dover C B. Proceedings of International Symposium on medium energy physics. World Sci.
[75] Bando H,Motoba T. Prog Theor Phys, 1986,76:1321.
[76] Hotchi H,et al. Phys Rev C, 2001,64:044302.
[77] Peng J C, et al. Phys Rev Lett, 1987, 58:2027.
[78] Chen L, Chiang H C. Phys Lett B, 1994,329:424;陈林、姜焕清.高能物理与核物理,1994,18:553.
[79] Bhalerao B S, Liu L C. Phys Rev Lett, 1985,54:865.
[80] Haider Q, Liu L C. Phys Lett B, 1986,172:257.
[81] Chiang H C, Oset E, Liu L C. Phys Rev C, 1991,44:738.
[82] Protopopescu S D,et al. Phys Rev D, 1973,7:1279.
[83] Oller J A, et al. Phys Rev Lett, 1998,80:2452.
[84] Chiang H C, Oset E, Vacas M J V. Nucl Phys A, 1998, 644:77.
[85] Waas T, Brockmann R, Weise W. Phys Lett B, 1997,405:215.
[86] Goldman G,Maltman K, Stephenson G T, et al. Phys Rev C, 1989,39:1889.

第8章

K介子探针与超核物理

§8.1 引述

8.1.1 K介子探针的简单性质

本章主要介绍K介子探针与K核相互作用，首先介绍K介子探针的基本性质。20世纪70至80年代开始，随着实验上高质量K介子二次束流的实现，以K介子探针为标志的K核物理有了相当发展，其中K介子与核子相互作用的研究具有基本的重要性。尽管K和π都是自旋为0的赝标介子，K介子与π介子、KN相互作用与πN相互作用存在着重要的区别。首先，在夸克组成方面，π介子仅由u、d夸克构成，而K介于显含奇异夸克(strange quark)即s夸克，如$K^+ = u\bar{s}$，$K^- = s\bar{u}$，$K^0 = d\bar{s}$，$\overline{K}^0 = s\bar{d}$。四种K介子都携带奇异量子数$S$。对$K^+$介子，$S = +1$；对$K^-$介子，$S = -1$；它们的质量相同($m_{K^\pm} = 493.677\ \text{MeV} \pm 0.016\ \text{MeV}$)，而互为反粒子。$K^0$介子的质量为$m_{K^0} = 497.648 \pm 0.022\ \text{MeV}$。$K^0$的反粒子是$\overline{K}^0$，这与光子和$\pi^0$介子的情况是很不同的，后者的反粒子就是它们自身。其次，注意K与π同位旋结构的不同。K^+与K^0构成一组同位旋为$I = 1/2$的二重态，而K^-与反K^0构成另一组$I = 1/2$的同位旋二重态。

最后指出，根据文献[1]，$K^\pm$介子的电荷半径测量值为$\langle r_K \rangle = 0.560 \pm 0.031\ \text{fm}$，$K^\pm$介子的平均寿命测量值为$\tau_K = (1.2385 \pm 0.0024) \times 10^{-8}\text{s}$。K介子是显含奇异性的最轻的介子(隐含奇异性的介子如ϕ介子，它是ϕ_0和ϕ_8的混合，且它们的夸克结构分别为

$$\phi_0 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3},\ \phi_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}。$$

各种介子和重子除自旋、宇称、同位旋三种量子数以及奇异量子数S外，还有其他量子数，如重子数B。各种重子的重子数为1，各种介子的重子数为0，对反重子有$B = -1$。在粒子物理与核物理中，重子数是一个严格守恒的量子数。对于各种反应过程，不论是通过强相互作用、电磁相互作用还是弱相互作用，反应前后重子数之和不变。重子数B

---

* 注意，本章中符号K有时表示正粒子K^+与K^0，符号$\overline{K}$表示反粒子K^-与$\overline{K}^0$。

与奇异量子数S之和称为超荷(hypercharge) Y：$Y=B+S$。对能量最低的8种赝标介子(图8-1)，由超荷量子数Y的数值(纵坐标)和同位旋第三分量I_3的数值(横坐标)可给出包含K介子的赝标介子八重态图形。

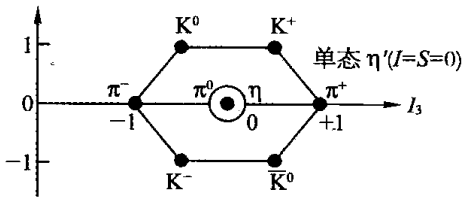


图8-1 $Y=S$赝标介子八重态图形

8.1.2 带电K介子的产生和衰变

利用中高能加速器出来的π介子束流轰击核子可以产生K介子等奇异粒子，典型的产生过程如下：

$$\begin{aligned}
&\pi^- + p \to K^+ + \Sigma^-,\\
&\pi^- + p \to K^0 + \Lambda,\\
&\pi^+ + p \to K^+ + \overline{K}^0 + p,\\
&\pi^+ + n \to K^+ + \Lambda,\\
&\pi^- + n \to K^- + K^0 + n。
\end{aligned} \tag{8.1}$$

在这些产生过程中奇异粒子总是通过强相互作用而成对出现，称为协同产生(associated production)。这些过程的初态奇异量子数$S=0$，末态粒子奇异量子数S的总和亦为零，即奇异量子数守恒。奇异粒子还可通过其他过程产生，例如下面的奇异性交换和电荷交换过程，

$$\begin{aligned}
&K^- + n \to \Lambda + \pi^-,\\
&K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+,\\
&K^- + p \to \Xi^- + K^+
\end{aligned} \tag{8.2}$$

以及光产生和电产生过程，

$$\begin{aligned}
&\gamma + p \to \Lambda + K^+,\\
&e + p \to \Lambda + e' + K^+。
\end{aligned} \tag{8.3}$$

以上列举的这些过程是研究奇异性核物理的基本过程。当用中高能π介子、K介子、高能光子或高能电子轰击原子核时，上述过程将在核内束缚核子上发生并在一定条件下形成超核。国际上π介子工厂可以提供强流、弱本底、高单色性的π介子束流，K束装置则提供二次K介子束流，即把某种反应中产生的K介子加以聚焦并滤除混杂的其他粒子。这种K束强度一般比π介子束强度小一个数量级。上述奇异粒子产生过程的

截面约为 mb(毫巴)数量级，是典型的强相互作用过程。这些奇异粒子衰变的平均寿命约为 10^{-10} 秒，这是弱相互作用的特征。奇异粒子的强产生和弱衰变，或者说快产生慢衰变，是其重要特点。

带电 K 介子主要衰变方式有下面两种：

$$\begin{aligned} &K^{\pm}\to\mu^{\pm}+\bar{\nu}_{\mu}(\text{分支比}\approx 64\%),\\ &K^{\pm}\to\pi^{\pm}+\pi^{0}(\text{分支比}\approx 21\%)。\end{aligned} \tag{8.4}$$

前一种为轻子型弱衰变(lepton weak decay)，后一种为非轻子弱衰变。$K^{\pm}$ 轻子型弱衰变的夸克图如图 8－2 所示，(a)和(b)互为电荷共轭(charge conjugation)。有关 W 玻色子(W boson)与夸克相互作用的问题有着丰富的物理内容(详见第 11 章)，此处不详述。

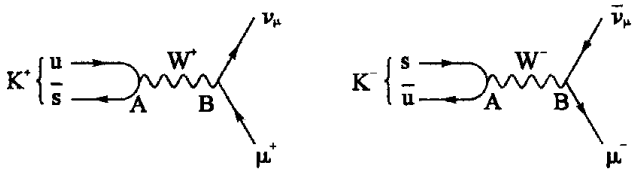


图 8－2　K 介子衰变的夸克图

8.1.3　中性 K 介子的衰变

K^0 介子的衰变呈现复杂的情况。实验观测到，中性 K 介子衰变末态可以是 2π 或 3π，前者为正宇称，后者为负宇称。这是宇称破坏的经典事例。由于 K^0 和 $\bar{K}^0$ 衰变到相同的末态，它们可以通过虚 π 中间态而互相转换，如图 8－3(a)所示。这种 K^0 和 $\bar{K}^0$ 互相转换的情况常称为 K^0 与 $\bar{K}^0$ 的混合(mixing)或振荡(oscillation)。从夸克层次看 K^0 与 $\bar{K}^0$ 的这种转换如图 8－3(b)所示。

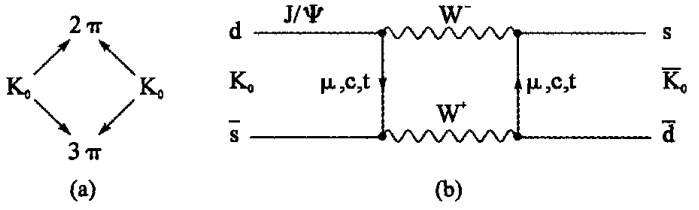


图 8－3　中性 K 介子 K^0 和 $\bar{K}^0$ 通过虚 π 中间态互相转换
(a)强子层次；(b)夸克层次。

研究 K^0 和 $\bar{K}^0$ 介子的衰变过程对于理解 P 宇称(空间反射)和 C 宇称(电荷共扼)十分重要。2π 末态和 3π 末态二者都是 P 宇称和 C 宇称联合反演算符 CP 的本征态，但具有不同的本征值：

$$\begin{aligned} &CP\mid\pi^0\pi^0\rangle=+1\cdot\mid\pi^0\pi^0\rangle, \quad CP\mid\pi^0\pi^0\pi^0\rangle=-1\cdot\mid\pi^0\pi^0\pi^0\rangle,\\ &CP\mid\pi^+\pi^-\rangle=+1\cdot\mid\pi^-\pi^+\rangle, \quad CP\mid\pi^+\pi^-\pi^0\rangle=-1\cdot\mid\pi^-\pi^+\pi^0\rangle。\end{aligned} \tag{8.5}$$

由下式可以看出，K^0 和 $\overline{K}^0$ 并不是 CP 算符的本征态，

$$CP\mid K^0\rangle = -1\cdot\mid \overline{K}^0\rangle,\ CP\mid \overline{K}^0\rangle = -1\cdot\mid K^0\rangle。\tag{8.6}$$

K^0 和 $\overline{K}^0$ 的线性组合才是 CP 算符的本征态，即，如果

$$\begin{aligned}
&\mid K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\mid K^0\rangle - \mid \overline{K}^0\rangle\} \quad 则 \quad CP\mid K_1^0\rangle = +1\cdot\mid K_1^0\rangle,\\
&\mid K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\mid K^0\rangle + \mid \overline{K}^0\rangle\} \quad 则 \quad CP\mid K_2^0\rangle = -1\cdot\mid K_2^0\rangle。
\end{aligned}\tag{8.7}$$

将(8.6)式代入(8.7)式容易验证上述结论。它表明，CP 守恒意味着中性 K 介子的强衰变可视为，或者 K_1^0 衰变到 2π 态，或者 K_2^0 衰变到 3π 态。由于 3 个 π 介子的静止质量接近中性 K 介子的质量，因而衰变到 3π 态的相空间远小于衰变到 2π 态的相空间。就是说，K_2^0 态的寿命比 K_1^0 态长得多。实验上的确观测到短寿命的中性 K 介子 K_S^0($\tau_S = 8.9\times10^{-11}$ s) 和长寿命的中性 K 介子 K_L^0($\tau_L = 5.2\times10^{-8}$ s)。短寿命的中性 K 介子 K_S^0 衰变到 2π 态，长寿命的中性 K 介子 K_L^0 衰变到 3π 态。如果考虑 $t=0$ 时刻产生的纯 K^0 介子束流，在 t 大于 0 的足够长时间(比 K_L^0 的寿命长)，短寿命粒子必然全部衰变掉，于是在足够远的距离处势必仅能观测到纯 K_L^0 介子束流。然而严谨的观测结果表明，这些长寿命 K_L^0 介子的衰变到 2π 态的几率颇小但不为零[1—3]。

上述中性 K 介子及其反粒子的混合或振荡现象 $K^0\Leftrightarrow\overline{K}^0$，也可出现在其他粒子-反粒子系统，例如 $D^0\Leftrightarrow\overline{D}^0$，$B^0\Leftrightarrow\overline{B}^0$，$B_S^0\Leftrightarrow\overline{B}_S^0$，其中 B 介子系统混合现象已于 1987 年实验观测到[4—6]，而 D 介子系统混合现象因极微弱，直到最近才观测到 $D^0\Leftrightarrow\overline{D}^0$ 混合的证据[7—9]，相关的理论研究也开展起来[10—15]。对于中微子，也存在混合或振荡，详见第 11 章。

§8.2 KN 二体相互作用

8.2.1 引述

关于 KN 二体相互作用的研究远不如对 pN 和 πN 二体相互作用研究得那样全面和深入。首先注意 KN 相互作用与 πN 相互作用的不同。这是由于 KN 相互作用必须服从强相互作用的奇异数守恒(strangeness number conservation)规则。K^-N 系统 ($S=-1$) 可以融合形成 Y^* 共振态($S=-1$ 的三夸克态)，其形成截面很大(对 100～500 MeV 能区，截面值大于 30 mb)。在这点上 K^-N 相互作用有些类似 πN 相互作用形成 N^* 共振态。其次注意 K^+N 相互作用和 K^-N 相互作用相比，定性上和定量上都十分不同。这可从图 8－3 和图 8－4 的总截面实验结果看出。显然，K^-N 散射总截面具有复杂的结构。这是散射过程中存在共振态的结果(表 8－1)。K^+N 相互作用完全是另一回事。K^+N 相互作用相当弱。图 8－4 表明，K^+N 总截面在实验室动能 $T_{Lab}\leqslant 400$ MeV 基本上是常数(约 12 mb)，在 800 MeV 以上能区，也基本上是常数(约 17 mb)，K^+N 总截面是弹性和

非弹性截面之和。由于奇异数守恒，K^+N 系统不允许形成 3 夸克态 Y^*，只能形成 $S=+1$ 的 5 夸克态 Z^*（图 8－5），它只能在较高动量区（$p_L \geqslant 800$ MeV）发生。

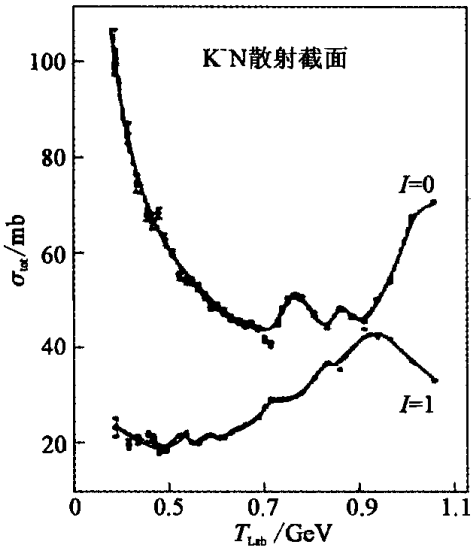


图 8－4　K^-N 散射总截面实验结果[19]

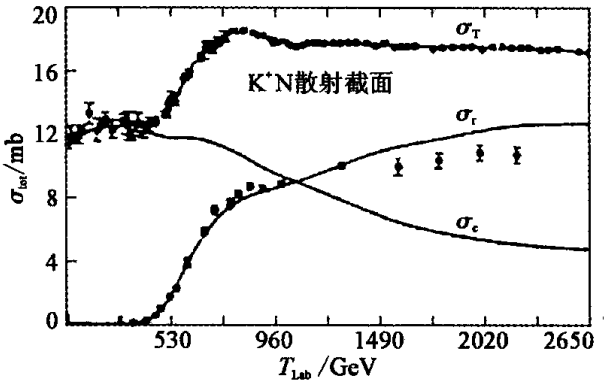


图 8－5　K^+N 散射截面实验结果　$\sigma_e,\sigma_r,\sigma_T$ 分别为弹性散射截面，反应截面和总截面[20]。

由于 KN 二体相互作用是研究 K 核物理的基本输入量，KN 和 Kd 相互作用的实验和理论研究仍受关注，并有显著进展[16]。鉴于 K^+d 反应（包括 $K^+ + d \to K^+ + n + p$，$K^+ + d \to K^0 + p + p$ 和 $K^+ + d \to K^+ + d$）是较精确提取 K^+n 相互作用信息的重要来源，文献[17]已经对迄今 K^+d 反应的实验和理论研究状况以及 K^+N 相互作用信息的提取进行了全面的总结和评述。此外，K 氢原子基态能移和宽度也是精确提取 K^-p 散射长度信息的重要来源[18]。下面将简要介绍的是关于 K^+N 相互作用的介子交换模型和 K^-N 相互作用的夸克模型以及低能 KN 相互作用问题。

表 8－1　K^-N 散射过程中的共振态：Λ 超子基态和激发态[21]

$I=0$	$L_{I,2J}$	Γ(MeV)	主要衰变道	质量(MeV)
Λ(1 405) ($\bar{K}N$ 阈下)	S_{01}	50±2	Σ_π	1 406±4
Λ(1 520)	D_{03}	15.6±1	$\bar{K}N$, Σ_π	1 519.5±1.0
Λ(1 600)	P_{01}	50～250	Σ_π, $\bar{K}N$	1 560～1 700
Λ(1 670)	S_{01}	25～50	Σ_π	1 660～1 680
Λ(1 690)	D_{03}	50～70	Σ_π, $\bar{K}N$	1 685～1 695
Λ(1 800)	S_{01}	200～400	$\bar{K}N$	1 720～1 850
Λ(1 810)	P_{01}	50～250	$\bar{K}N$, Σ_π, $\bar{K}^*(892)N$	1 750～1 850

续 表

$I=0$	$L_{I,2J}$	Γ(MeV)	主要衰变道	质量(MeV)
Λ(1 820)	F_{05}	70～90	$\bar{K}N$	1 815～1 825
Λ(1 830)	D_{05}	60～110	Σ_π	1 810～1 830
Λ(1 890)	P_{03}	60～200	$\bar{K}N$	1 850～1 910
Λ(2 100)	G_{07}	100～250	$\bar{K}N$	2 090～2 110
Λ(2 110)	F_{05}	150～250	$\bar{K}N$, Σ_π, $\bar{K}^*(892)N$	2 090～2 140
Λ(2 350)	H_{09}	100～250	$\bar{K}N$, Σ_π	2 340～2 370

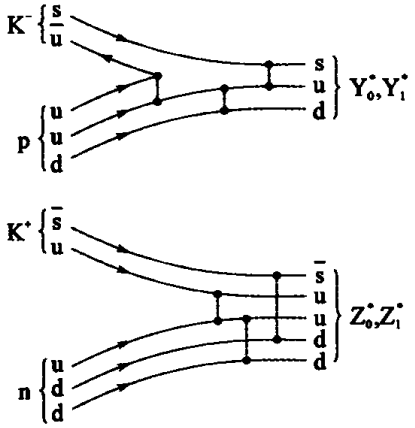


图 8-6 在 K^-p 和 K^+n 相互作用中形成共振态的夸克图 上图表明 K^-p 中一对正反 u 夸克可湮灭，结果形成 Y_0^* 和 Y_1^* 共振态；下图表明，对于 K^+n，不能发生非奇异夸克的湮灭，K^+n 只能融合成 5 夸克共振态 Z_0^* 和 Z_1^* ($uudd\bar{s}$)。

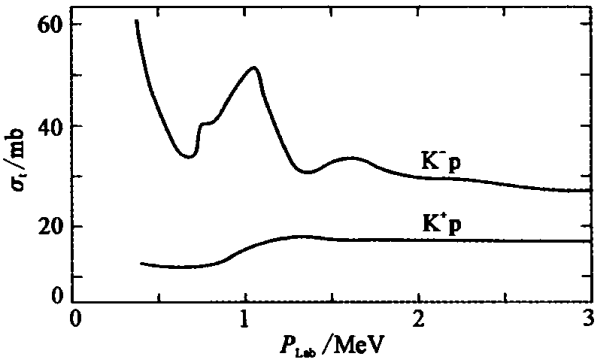


图 8-7 K^+p 和 K^-p 散射总截面实验曲线的进一步比较

作为总结，图 8-7 给出 K^+p 和 K^-p 散射总截面实验曲线的进一步比较。从图中可以清楚看到它们的差别：K^-p 截面（$S=-1$）相当大（平均约 40 mb），并有丰富的共振结构，而 K^+p 截面（$S=+1$）小好几倍（10～20 mb），且基本不随能量变化。回顾 πN 散射，并未看到 π^+N 与 π^-N 有这样大的差别，二者在低于 300 MeV 能区都是 Δ_{33} 共振起主导作用。总之，K^-N 相互作用类似 πN 相互作用，而 K^+N 相互作用在核物理中扮演独特的角色，这将在后面章节看到。

8.2.2 KN 系统的同位旋

K 介子与核子的同位旋都是 1/2，如下：

$$I_3^{K^+}=1/2,\ I_3^{K^0}=-1/2;\quad I_3^{\bar{K}^0}=1/2,\ I_3^{K^-}=-1/2。\tag{8.8}$$

所以 KN 系统的总同位旋只能耦合成两个值：$I=0$ 和 $I=1$。按照无耦合基矢与耦合基矢(coupling basis vector)之间的变换关系，对 $\bar{K}N$ 系统($S=-1$)可得：

$$\begin{aligned}
|K^-p\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}|I=0,\ I_3=0\rangle+\frac{1}{\sqrt{2}}|I=1,\ I_3=0\rangle,\\
|K^-n\rangle &= |I=1,\ I=-1\rangle,\\
|\bar{K}^0n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|I=0,\ I_3=0\rangle+\frac{1}{\sqrt{2}}|I=1,\ I_3=0\rangle。
\end{aligned}\tag{8.9}$$

对于$|K^+N\rangle$和$|K^0N\rangle$，也有与上面类似的公式，只是 $S=+1$。假定 KN 相互作用的跃迁矩阵是同位旋空间的标量，则 KN 散射振幅可表示为由好量子数 $I=0$ 和 $I=1$ 标识的 KN 散射振幅 f_0 和 f_1：

$$\begin{aligned}
f(K^-+p\to K^-+p) &= (f_1+f_0)/2,\\
f(K^-+n\to K^-+n) &= f_1,\\
f(K^-+p\to \bar{K}^0+n) &= (f_1-f_0)/2。
\end{aligned}\tag{8.10}$$

以上是 $S=-1$ 的情况。对于 $S=+1$ 的情况亦存在下面的关系：

$$\begin{aligned}
f(K^++p\to K^++p) &= f_1,\\
f(K^++n\to K^++n) &= (f_1+f_0)/2,\\
f(K^++n\to K^0+p) &= (f_1-f_0)/2。
\end{aligned}\tag{8.11}$$

8.2.3　K^+N 散射实验的主要特征

对于 2～3 GeV 以下能区的 K^+N 弹性散射和电荷交换过程($K^++n\to K^0+p$)已完成许多实验测量，积累了不少关于总截面、微分截面以及极化的数据。K^+n 弹性散射截面是由 K^+d 散射实验得到的，进而利用(8.11)式分离出同位旋 $I=0$ 和 $I=1$ 道截面。已知 K^+N 实验数据的主要特点是：

(1) 在 $P_{Lab}<550$ MeV 的低能区，同位旋 $I=1$ 道总截面远大于 $I=0$ 道总截面，并且几乎完全是 S 波的贡献($l=0$)。

(2) 在 800 MeV 以下，K^+N 微分截面基本上是各向同性的。这与上述 $I=1$ 道 S 波占主导地位是一致的。

(3) 由 S 波直到 $l=4$ 的 K^+N 弹性散射分波相移已很好地确定下来[22, 23]。值得注意的是 $I=1$ 道 S 波显示出强排斥(strong repulsion)特征，而 $I=0$ 道 S 波则为弱排斥(weak repulsion)。

(4) 当入射 K^+ 介子动量 $P_{Lab}\approx 550$ MeV(相应动能为 $E_{K+}\approx 250$ MeV) 时非弹性过程开始发生，主要发生 $K^++p\to K^++N+\pi$ 过程，但并不重要。直到 $E_{K+}>650$ MeV，非弹性道变得重要，包括 $K^++p\to K^++\Delta(1232)$ 等。不同能区的 K^+N 分波振幅已被参数化成数据表格[24]，可方便地作为研究 K^+ 核散射的输入量。

利用低能 S 波 K^+N 散射实验数据，可以求出 K^+N S 波散射长度[25]，

$$a_{K+p} = -0.33\ \text{fm}, \qquad a_{K+n} = -0.18\ \text{fm}。 \tag{8.12}$$

利用关系式(8.11)，可以求出用同位旋 $I=0$ 和 $I=1$ 标识的 K^+N S 波散射长度，

$$a^1 = -0.33\ \text{fm}, \qquad a^0 = -0.03\ \text{fm}。 \tag{8.13}$$

这与上述 $I=1$ 道 S 波(强排斥)和 $I=0$ 道 S 波(弱排斥)的特点一致。

8.2.4 K^+N 散射的分波分析

我们在第 7 章的 §7.2 节已经介绍过 πN 散射振幅的分波展开与相移分析，同样的方法可用于 KN 散射的分波分析。国际上普遍采用的 KN 散射分波分析数据可方便地从华盛顿大学二体散射分波分析数据网站(http://gwdac.phys.gwu.edu)查到。利用反散射方法可以建立 K^+N 散射相移与 K^+N 相互作用势的联系[26]。近年来 πN 与 KN 散射的分波分析倍受关注，并有显著进展，有关二体散射分波分析的国际专题研讨会不断。

最近在 0～1.5 GeV 的较宽动量范围内进行了 KN 散射的分波分析[27]，并与以前历次分析结果[28]进行了系统的比较，发现反应过程阈行为的处理非常重要。同位旋 $T=0$ 的散射长度并不为0，对于 $l>0$ 的 $T=0$ 相移结果与纯自旋-轨道势的结果一致。以上讨论了 KN 散射的实验方面，下面将简要介绍 K^+N 相互作用的理论模型。

8.2.5 K^+N 散射的理论模型

强相互作用的基本理论是 QCD，但 QCD 在处理夸克禁闭效应以及强子化问题时遇到了难以克服的困难，于是人们引入了一系列近似处理方法作为强相互作用的动力学模型。对于 KN 相互作用，也可以采用类似于 NN 相互作用的动力学模型，如介子交换模型和夸克模型等，来处理结构和散射问题。

K^+N 相互作用的介子交换模型理论方法类似于 NN 相互作用情况(见第 5 章)，不同之处在于：① K^+N 相互作用不存在单 π 交换(OPE)，这种非 OPE 特征是由于介子顶点处不允许出现三个赝标量的耦合；②不存在张量力；③对 K^+N 相互作用贡献最大的是矢量介子(ρ 和 ω)的交换。

非相对论夸克势模型简单地用等效的参数化夸克禁闭势和夸克质量来反映非微扰 QCD 的基本特征。该模型已成功地解释部分强子谱和散射相移，显示了其内在合理性和可行性。

下面先简单介绍 K^+N 相互作用的介子交换模型。

1. K^+N 散射的介子交换模型

K^+N 相互作用的介子交换模型有许多版本，这里介绍的是新改进的 Nijmegen 软芯模型，它已成功应用到 K^+N 二体相互作用[29]，达到了对 K^+N 散射 S、P、D 分波相移(实验室动能 $T_{Lab}=600$ MeV 以下)的合理拟合。由此计算出的 K^+N 散射总截面、微分

截面和极化度与实验数据符合很好。下面介绍此模型。

这个 K^+N 相互作用 Nijmegen 软芯模型是(介子交换＋重子交换)模型，其中包括由 u 道和 t 道费恩曼图对 K^+N 二体势的贡献，如图 8－8 所示，其中虚外线和实外线分别表示 K^+ 粒子和 N 粒子。t 道包含标量介子(σ、f_0 和 a_0)交换和玻密子(pomeron)交换以及矢量介子(ω、ϕ、ρ)和张量介子(a_2、f_2、f_2')交换。u 道则包含重子交换(Λ、Σ、$\Sigma(1385)$(Σ^*)、$\Lambda(1405)$(Λ^*))。

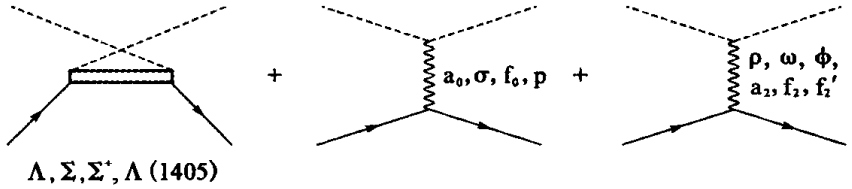


图 8－8　K^+N 相互作用的 Nijmegen 软芯模型

相应的 K^+N 相互作用哈密顿量(对应费恩曼图各主要顶点的耦合项)为

$N\Lambda K$ 顶点，赝矢耦合：$H_{N\Lambda K}=\dfrac{f_{N\Lambda K}}{m_{\pi^+}}(\overline{N}\gamma_5\gamma_\mu\partial^\mu K)\Lambda+\text{h.c.}$，

$N\Sigma K$ 顶点，赝矢耦合：$H_{N\Sigma K}=\dfrac{f_{N\Sigma K}}{m_{\pi^+}}(\overline{N}\gamma_5\gamma_\mu\tau\partial^\mu K)\cdot\Sigma+\text{h.c.}$，

$N\Sigma^*K$ 顶点，常规耦合：$H_{N\Sigma^*K}=\dfrac{f_{N\Sigma^*K}}{m_{\pi^+}}(\overline{N}_\tau\partial^\mu K)\cdot\Sigma^*_\mu+\text{h.c.}$，

$NN\rho$ 顶点，矢量介子耦合：$H_{NN\rho}=gNN\rho(\overline{N}\gamma\mu\tau N)\cdot\rho^\mu$

$$+\frac{f_{NN\rho}}{4m_{\pi^+}}(\overline{N}\sigma_{\mu\nu}\tau N)\cdot(\partial^\mu\rho^\nu-\partial^\nu\rho^\mu),$$

$NN\omega$ 顶点，矢量介子耦合：$H_{NN\omega}=gNN\omega\overline{N}\gamma_\mu N\omega^\mu$

$$+\frac{f_{NN\omega}}{4m_{\pi^+}}\overline{N}\sigma_{\mu\nu}N(\partial^\mu\omega^\nu-\partial^\nu\omega^\mu),$$

$KK\rho$ 顶点，矢量介子耦合：$H_{KK\rho}=g_{KK\rho}\rho_\mu\cdot(iK^+\tau\overleftrightarrow{\partial^\mu}K)$，

$KK\omega$ 顶点，矢量介子耦合：$H_{KK\omega}=g_{KK\omega}\omega_\mu(iK^+\overleftrightarrow{\partial^\mu}K)$。

交换标量介子(σ、f_0、a_0)、交换玻密子和交换张量介子(a_2、f_2、f_2')的相互作用哈密顿量参见文献[29]。交换各种粒子对 K^+N 分波势的贡献有所不同。图 8－9 给出总 K^+N 相互作用的 S_{01}、S_{11}、P_{01} 和 P_{11} 分波势 V_L 随实验室系动能 T_{Lab} 的变化曲线(实线)。

各种主要贡献如下：

(a) 长虚线表示矢量介子的贡献(最大)；

(b) 短虚线表示标量介子和玻密子的贡献(有抵消趋势)；

(c) 点线表示 Λ 和 Σ 的贡献(对 P 波贡献较大，$J=3/2$)；

(d) 长点划线表示 Σ^* 和 Λ^* 贡献(可略)；

(e) 短点划线表示张量介子的贡献(改善高分波)。

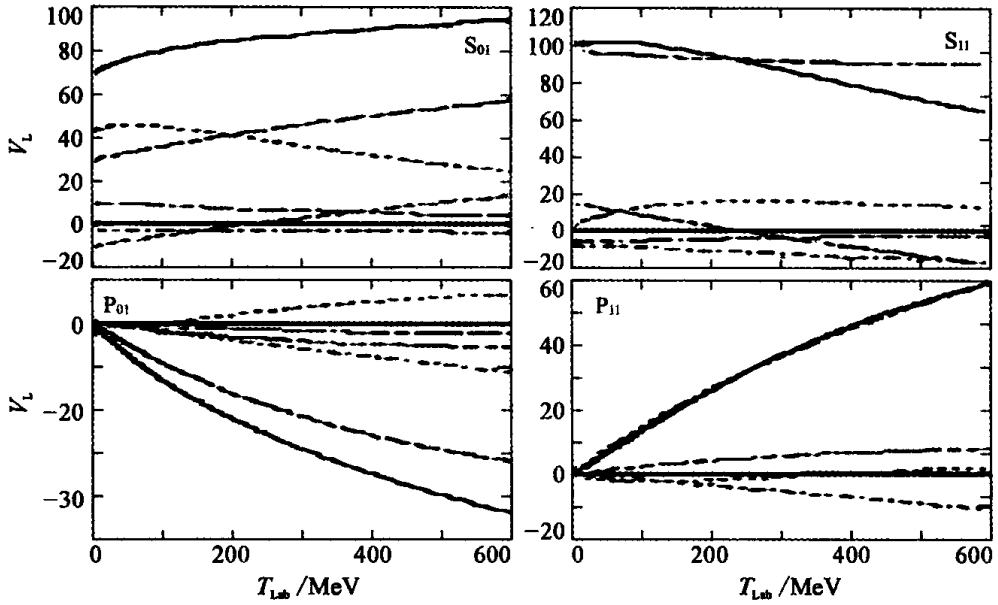


图 8－9　K^+N 散射的分波势随实验室动能的变化曲线

由上面得到的分波势可以进一步得到高质量的 K^+N 散射分波相移 δ。理论结果与实验数据符合颇佳，如图 8－10 所示。

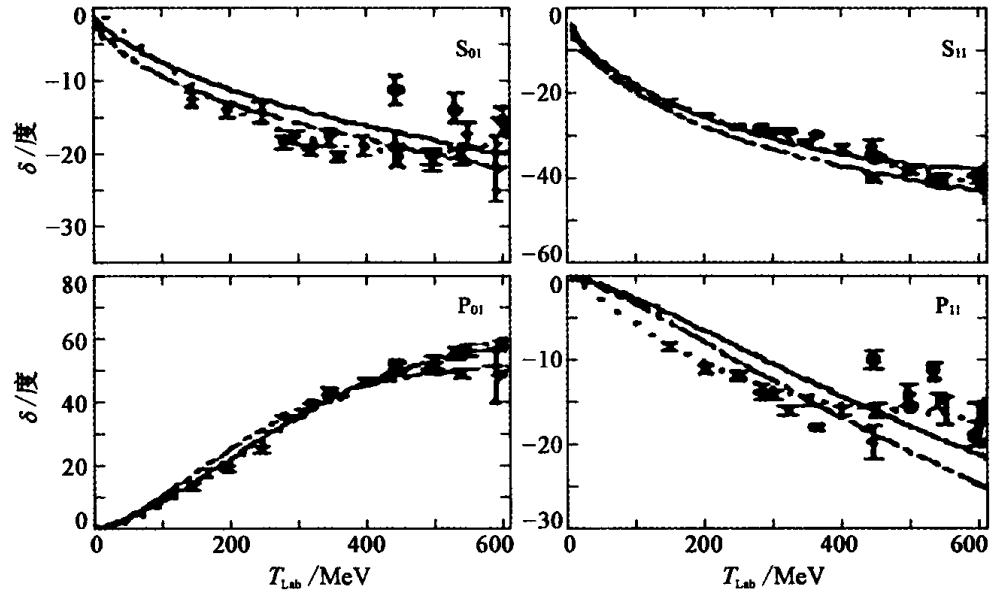


图 8－10　由分波势得到的 K^+N 散射分波相移

在以上 Nijmegen 软芯模型(NSC)理论结果与实验数据符合颇佳的基础上，允许重新确定 K^+N 相互作用耦合常数，得到一组新的 NSC 模型参数，见表 8－2。由这一组新的 NSC 模型参数可以计算 KN 相互作用的各种实验观测量，这些新理论结果与实验数据的比较见图 8－11。这 4 个图均为 $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$ 散射微分截面。θ 是 cm 散射角。

实线是完整理论结果；虚线表示无张量介子交换的结果。图 8－12 为 $K^+ + p \to K^+ + p$ 和 $K^+ + n \to K^+ + n$ 散射过程的极化度 P。实线表示完整理论结果；虚线表示无张量介子交换的结果。从以上可以看到，由 K^+N 相互作用的 NSC 模型出发，当前符合实验数据的质量已达到相当高的水平，不论是散射观测量还是 S 波散射长度均如此。然而，NSC 模型以及其他介子交换模型为了更好地符合 KN 实验数据，特别是短程排斥的需要，不得不引入多少有些虚构的重粒子短程交换（约 0.2 fm），这力程已明显小于核子半径。这使得人们有理由在研究 KN 相互作用时明显考虑核子和 K 介子内部的夸克结构。因此，KN 相互作用的夸克模型也在不断发展着。

表 8－2　新的 NSC 模型 K^+N 相互作用参数

交换粒子名称	耦合常数		交换粒子质量 (MeV)	截断参数 Λ (MeV)
ρ	$\frac{g_{NN\rho}g_{KK\rho}}{4\pi}=0.667$	$\frac{f_{NN\rho}}{g_{KK\rho}}=5.285$	770	1 563
ω	$\frac{g_{NN\omega}g_{KK\omega}}{4\pi}=2.572$	$\frac{f_{NN\omega}}{g_{KK\omega}}=0.345$	783	1 805
ϕ	$\frac{g_{NN\phi}g_{KK\phi}}{4\pi}=-0.573$	$\frac{f_{NN\phi}}{g_{KK\phi}}=0.932$	1 020	1 563
a_0	$\frac{g_{NNa_0}g_{KKa_0}}{4\pi}=3.461$		980	712
σ	$\frac{g_{NN\sigma}g_{KK\sigma}}{4\pi}=20.676$		760	712
f_0	$\frac{g_{NNf_0}g_{KKf_0}}{4\pi}=4.203$		975	712
a_2	$\frac{g_{NNa_2}g_{KKa_2}}{4\pi}=0.019$	$\frac{f_{NNa_2}}{g_{KKa_2}}=-3.161$	1 320	854
f_2	$\frac{g_{NNf_2}g_{KKf_2}}{4\pi}=0.080$	$\frac{f_{NNf_2}}{g_{KKf_2}}=0.382$	1 270	854
f_2'	$\frac{g_{NNf_2'}g_{KKf_2'}}{4\pi}=0.022$	$\frac{f_{NNf_2'}}{g_{KKf_2'}}=3.393$	1 525	854
Pom.	$\frac{g_{NNP}g_{KKP}}{4\pi}=4.135$		315	
Λ	$\frac{f^2_{\Lambda NK}}{4\pi}=0.074$		1 116	1 029
Σ	$\frac{f^2_{\Sigma NK}}{4\pi}=0.006$		1 189	1 029
Σ^*	$\frac{f^2_{\Sigma^* NK}}{4\pi}=0.147$		1 385	1 052
Λ^*	$\frac{f^2_{\Lambda^* NK}}{4\pi}=0.710$		1 405	1 052

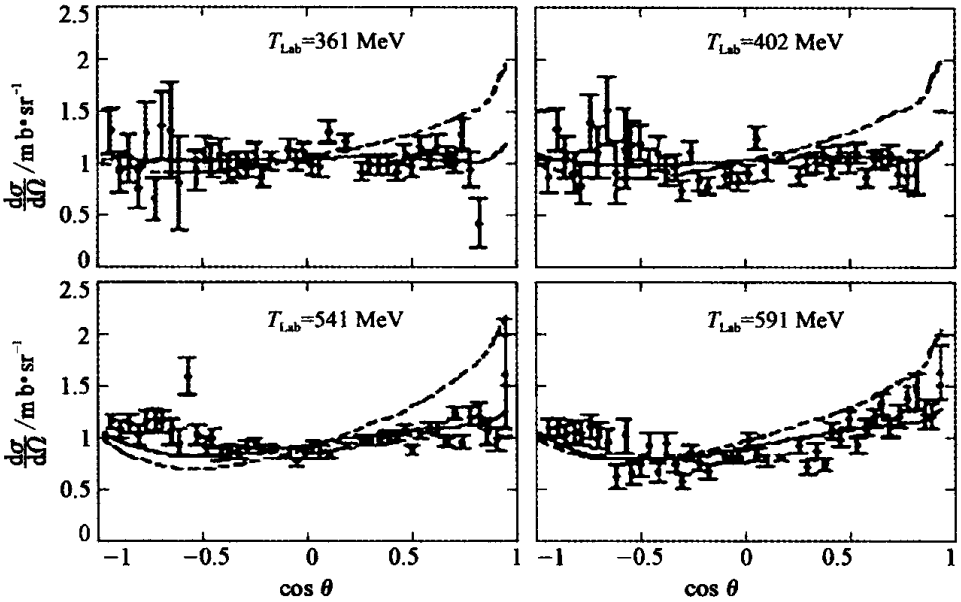


图 8－11　$K^+ + p \rightarrow K^+ + p$ 弹性散射微分截面

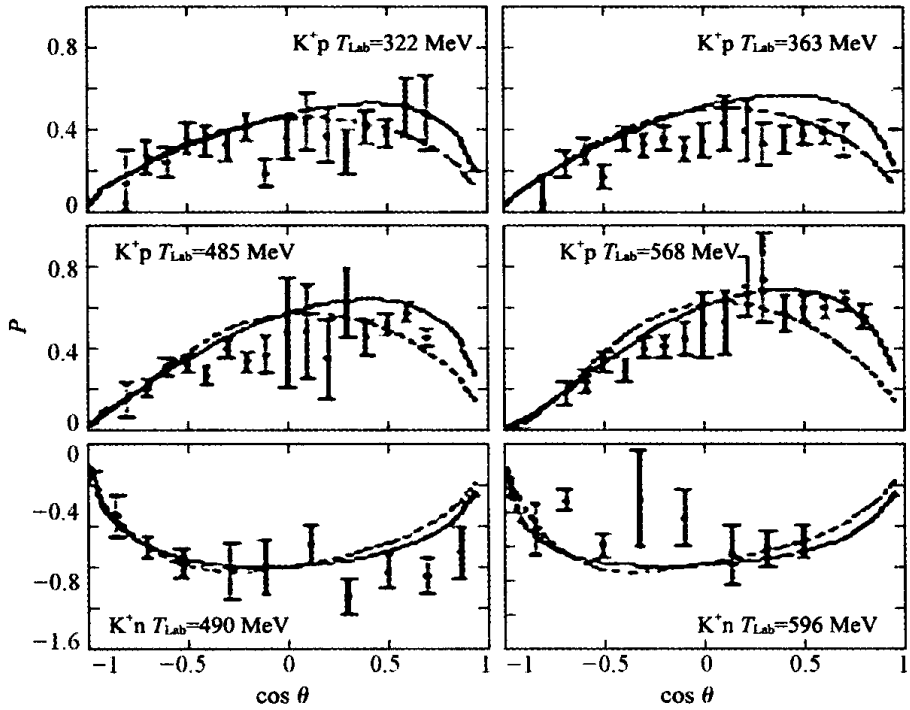


图 8－12　$K^+ + p \rightarrow K^+ + p$ 和 $K^+ + n \rightarrow K^+ + n$ 散射过程的极化度 P

2. K^+N 散射的简单夸克势模型[31]

在简单夸克模型中，K^+ 介子和核子 N 看作是两个色单态夸克集团，它们构成一个 5 夸克(4 个 u 或 d，1 个 $\bar{s}$)体系，其有效哈密顿量为

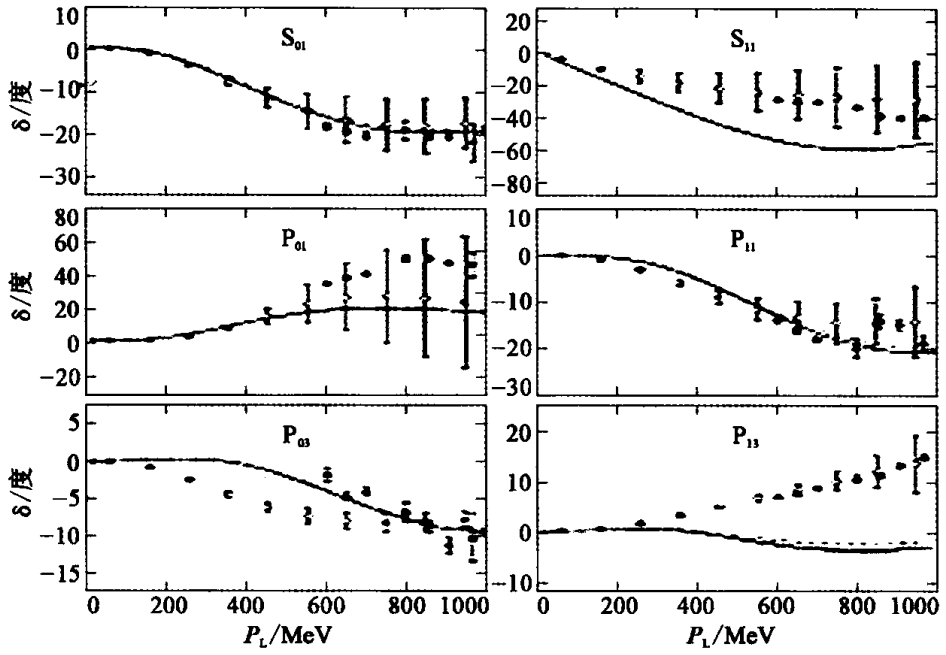


图 8－13　KN 散射 S、P 波相移随 K 介子实验室系动量的变化　实线和虚线都是理论结果，分别对应标量介子的两种不同混合方式[22, 23, 30]。

$$H = \sum_{i=1}^{4} \frac{\boldsymbol{p}_i^2}{2m_q} + \frac{\boldsymbol{p}_s^2}{2m_s} + \sum_{i<j} (V_{ij}^{\mathrm{OGE}} + V_{ij}^{\mathrm{conf}})。 \tag{8.14}$$

其中前两项分别是 u、d 夸克动能项和 s 夸克动能项，后两项分别是夸克间的单胶子交换势(single gluon exchange potential)和夸克禁闭势(quark confinement potential)。在 K^+N 系统中，QCD 单胶子交换势的形式为

$$V_{ij}^{\mathrm{OGE}} = \frac{1}{4}\alpha_s \boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j \left\{ \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{2\pi}{3m_i m_j}(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j)\delta(\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j) - \frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2}\right)\delta(\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j) \right] \right.$$
$$\left. - \frac{1}{4} f(r_{ij}) \left[(\boldsymbol{r}_{ij} \times \boldsymbol{p}_{ij}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) - \frac{1}{3} \boldsymbol{r}_{ij} \times (\boldsymbol{p}_i + \boldsymbol{p}_j) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i - \boldsymbol{\sigma}_j) \right] \right\}。 \tag{8.15}$$

它们分别对应库仑项、自旋-自旋相互作用项、Darwin 项和自旋-轨道耦合项。式中 α_s 为 QCD 精细结构常数，λ_i 为作用到第 i 个夸克的盖尔曼矩阵。库仑项的贡献极小[32]，可以略去。

自旋-轨道耦合项的径向因子 $f(r_{ij})$ 可以设为高斯型，即

$$f(r_{ij}) = A_{ij} \exp(-\mu_{ij} r_{ij}^2), \tag{8.16}$$

其中力程参数 μ_{ij} 为 0.726 fm^{-2}。

对于轻夸克(u 和 d)之间的相互作用，强度参数 A_{ij} 为

$$A_{ij} = \frac{3}{16}\left(1 + \frac{\mu_{ij}}{2b}\right)^{\frac{5}{2}} \Delta M, \tag{8.17}$$

式中 $2b = 0.72\ \mathrm{fm}^{-2}$，$\Delta M = 92\ \mathrm{MeV}$。

关于轻夸克 q 与 s 夸克之间的相互作用，势强度参数 $A_{q\bar{q}}$ 近似为[33]

$$\frac{A_{q\bar{q}}}{A_{qq}} = \frac{m_q}{m_{\bar{q}}}。\tag{8.18}$$

(8.14)式中的夸克禁闭势通常取为

$$V_{ij}^{\mathrm{Conf}} = -\frac{1}{2}D\times\begin{cases}(\boldsymbol{\lambda}_i\cdot\boldsymbol{\lambda}_j)r_{ij}^2 & (ij=qq)\\ -(\boldsymbol{\lambda}_i\cdot\boldsymbol{\lambda}_j^T)r_{ij}^2 & (ij=q\bar{q})\end{cases},\tag{8.19}$$

式中常数 D 取值为 $D = 0.33\ \mathrm{GeV}\cdot\mathrm{fm}^{-2}$。

K^+N 系统中，令核子 N 中的 3 个夸克坐标为 r_1，r_2，r_3，K^+ 介子中的 u 夸克坐标为 r_4，$\bar{s}$ 夸克坐标为 r_5。按照生成坐标方法(GCM)，5 夸克系统的尝试波函数可取为下式：

$$\psi = \mathcal{A}\int C(\boldsymbol{R})\psi_{\boldsymbol{R}}\mathrm{d}^3\boldsymbol{R},\ \psi_{\boldsymbol{R}} = \phi_{\boldsymbol{R}}(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}_3,\boldsymbol{r}_4,\boldsymbol{r}_5)\chi^{\mathrm{SIC}},\tag{8.20}$$

式中 R 为生成坐标，χ^{SIC} 是系统的自旋(S)-同位旋(I)-色(C)波函数的乘积，$\mathcal{A}$ 为反对称化算符，其表达式为

$$\mathcal{A} = 1 - P_{14} - P_{24} - P_{34}。\tag{8.21}$$

系统空间波函数 $\phi_{\boldsymbol{R}}$ 取为谐振子波函数的乘积，即

$$\begin{aligned}\phi_{\boldsymbol{R}} = &\left\{\prod_{i=1}^{3}\left(\frac{2\Omega}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}}\exp\left[-\Omega\left(r_i+\frac{1+K}{4+K}\boldsymbol{R}\right)^2\right]\right\}\\ &\times\left(\frac{2\Omega}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}}\exp\left[-\Omega\left(r_4-\frac{3}{4+K}\boldsymbol{R}\right)^2\right]\\ &\times\left(\frac{2\Omega K}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}}\exp\left[-\Omega K\left(r_5-\frac{3}{4+K}\boldsymbol{R}\right)^2\right],\end{aligned}\tag{8.22}$$

其中 K 为夸克质量比：$K = m_s/m_q$。

在绝热近似下，K^+N 二体势的有心部分可定义为[34]

$$V_C(\boldsymbol{R}) = \frac{\langle\psi_{\boldsymbol{R}}\mid\sum_{i<j}V\mid\mathcal{A}\psi_{\boldsymbol{R}}\rangle}{\langle\psi_{\boldsymbol{R}}\mid\mathcal{A}\mid\psi_{\boldsymbol{R}}\rangle} - V(\infty),\tag{8.23}$$

式中第二项 $V(\infty)$ 表示第一项中 $R\to\infty$ 时的结果。从(8.23)式出发，由夸克势(8.13)、(8.19)式和夸克波函数(8.20)、(8.22)式，可以算出 $I=0$ 道和 $I=1$ 道的 K^+N 二体势的有心部分 $V_C(R)$，即

$$\begin{aligned}V_C^{I=0}(R) = &A_1\exp(-a_1R^2) + A_2\exp(-a_2R^2)\\ &+ A_3\exp(-a_3R^2),\end{aligned}\tag{8.24a}$$

$$V_{\mathrm{C}}^{I=1}(R)=\frac{1}{3-\exp(-b_4R^2)}[B_1\exp(-b_1R^2)+B_2\exp(-b_2R^2)+B_3\exp(-b_3R^2)+B_4\exp(-b_4R^2)]。\tag{8.24b}$$

其中各项参数分别为

$$A_1=\frac{4\alpha_s}{9\sqrt{\pi}Km_q^2}\left(\frac{2K\Omega}{1+K}\right)^{\frac{3}{2}},\ A_2=\frac{8\alpha_s}{9\sqrt{\pi}m_q^2}\Omega^{\frac{3}{2}},\ A_3=-\frac{A_2}{2},$$

$$a_1=\frac{1+3K}{1+K}\Omega,\ a_2=\frac{5}{4}\Omega,\ a_3=\Omega,$$

$$\mathrm{B}_1=\frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{\sqrt{\pi}m_q^2}\left(\frac{2K\Omega}{1+K}\right)^{\frac{3}{2}}\left(1+\frac{2}{3K}+\frac{1}{K^2}\right),$$

$$\mathrm{B}_2=-\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\sqrt{\pi}m_q^2}\left(\frac{2K\Omega}{1+K}\right)^{\frac{3}{2}}\left(1-\frac{4}{K}+\frac{1}{K^2}\right),\ B_3=-2A_2,$$

$$\mathrm{B}_4=\frac{2}{3}\frac{\alpha_s\sqrt{\Omega^3}}{\sqrt{\pi}m_q^2}\left[\left(\frac{2K}{1+K}\right)^{\frac{3}{2}}\left(1-\frac{4}{K}+\frac{1}{K^2}\right)+\frac{22}{3}\right],$$

$$b_1=\frac{1+3K}{1+K}\Omega,\ b_2=\frac{2+3K}{2(1+K)}\Omega,\ b_3=\frac{5}{4}\Omega,\ b_4=\Omega。$$

式中 GCM 尝试波函数的尺度参数取为 $\Omega=1.941\ \mathrm{fm}^{-2}$，夸克势参数取为 $\alpha_s=0.6$，u、d、s 夸克质量参数取为 $m_q=0.25\ \mathrm{GeV}$ 和 $m_s=0.45\ \mathrm{GeV}$，从而 $K=m_s/m_q=1.8$。

$\mathrm{K}^+\mathrm{N}$ 二体势有心部分 $V_C(r)$ 参数化为下面的解析形式：

$$V_{\mathrm{C}}^{I=0}(r)=0.040\,6\mathrm{e}^{-4.437r^2}+0.100\,1\mathrm{e}^{-2.426r^2}-0.050\,0\mathrm{e}^{-1.941r^2},\tag{8.25a}$$

$$V_{\mathrm{C}}^{I=1}(r)=\frac{1}{3-\mathrm{e}^{-1.941r^2}}(0.183\,9\mathrm{e}^{-4.437r^2}+0.200\,1\mathrm{e}^{-2.565r^2}-0.200\,2\mathrm{e}^{-2.426r^2}+0.450\,8\mathrm{e}^{-1.941r^2})。\tag{8.25b}$$

对于 $\mathrm{K}^+\mathrm{N}$ 二体势的自旋-轨道耦合部分，利用下面的矩展开方法[35]计算较方便，

$$V_{\mathrm{SO}}(\boldsymbol{R})=\frac{V_0(\boldsymbol{R})+\nabla_iV_i^{(1)}(\boldsymbol{R})+(1/8)\,\nabla_i\nabla_mV_{im}^{(2)}(\boldsymbol{R})+\cdots}{N_0(\boldsymbol{R})+\nabla_iN_i^{(1)}(\boldsymbol{R})+(1/8)\,\nabla_i\nabla_mN_{im}^{(2)}(\boldsymbol{R})+\cdots},\tag{8.26}$$

式中 V_0，$V_i^{(1)}$，$V_{im}^{(2)}$，…和 N_0，$N_i^{(1)}$，$N_{im}^{(2)}$，…分别为相互作用核的自旋-轨道耦合部分 $V_{\mathrm{SO}}(R',R)$ 和归一化核 $N(R',R)$ 的各级矩。

把(8.26)式的矩展开方法计算到 2 阶，就可得到 $I=0$ 道和 $I=1$ 道的 $\mathrm{K}^+\mathrm{N}$ 二体势的自旋-轨道耦合部分 $V_{\mathrm{SO}}(R)$。

$$V_{\mathrm{SO}}^{I=0}(R)=C_1\exp(-c_1R^2)+C_2\exp(-c_2R^2),\tag{8.27a}$$

$$V_{SO}^{I=1}(R)=\frac{D_1\exp(-d_1R^2)+D_2\exp(-d_2R^2)}{[D_3+(D_4+D_5R^2)]\exp(-d_3R^2)}。\tag{8.27b}$$

其中各项参数分别如下：

$$C_1=\Lambda_{34}\frac{32}{9}\left(\frac{10t_{34}}{12-5t_{34}}\right)^{\frac{5}{2}}\left[\frac{3(1+K)}{4+K}\right]^{\frac{3}{2}},$$

$$C_2=\Lambda_{25}\frac{8}{3}\left(\frac{10t_{25}}{7}\right)^{\frac{5}{2}}\left[\frac{3(1+K)}{4+K}\right]^{\frac{3}{2}},$$

$$c_1=\Omega,\ c_2=(2-t_{25})\Omega,$$

$$D_1=\Lambda_{34}\frac{64}{27}\left(\frac{10t_{34}}{12-5t_{34}}\right)^{\frac{5}{2}},\ D_2=-\Lambda_{25}\frac{8}{9}\left(\frac{10t_{25}}{7}\right)^{\frac{5}{2}},$$

$$D_3=\left[\frac{4+K}{3(1+K)}\right]^{\frac{3}{2}},\ D_4=\frac{8-7K}{12+30K}\left[\frac{2(4+K)}{2+5K}\right]^{\frac{3}{2}},$$

$$D_5=-\frac{\Omega}{6}\left[\frac{2(4+K)}{2+5K}\right]^{\frac{5}{2}},$$

$$d_1=\Omega,\ d_2=(2-t_{25})\Omega,\ d_3=\Omega。$$

式中自旋-轨道耦合强度参数 A_{34} 和 A_{25} 由(8.17)式定出，而 t_{34} 和 t_{25} 可由力程参数 μ_{ij} 和波函数尺度参数 Ω 定义为

$$l_{ij}=\frac{\Omega}{\mu_{ij}+\Omega}。\tag{8.28}$$

把上述各参数的值代入(8.27)式，就可得到 K^+N 二体势中自旋-轨道耦合部分 $V_{SO}(r)$ 的解析形式，

$$V_{SO}^{I=0}(r)=0.281\,0e^{-2.469r^2}+0.432\,0e^{-1.941r^2},\tag{8.29a}$$

$$V_{SO}^{I=1}(r)=\frac{-0.093\,6e^{-2.469r^2}-0.288\,2e^{-1.941r^2}}{1-(0.131+0.644r^2)e^{-1.941r^2}}。\tag{8.29b}$$

利用(8.25)和(8.29)式的简单 K^+N 二体势拟合 K^+N 散射相移实验数据，结果与由复杂数值计算[32, 33]得到的结果约在同一水平，如图 8-14 所示。各同位旋道相移理论曲线与实验数据在符号和趋势上相当符合，在相移幅度上部分地符合。特别是对 $I=0$、$J=1/2$ 道的 P 波散射相移，理论曲线能够再现实验数据的异常增大。

以上介绍的 K^+N 二体势的夸克模型计算方法包含三个主要的近似：(1)对非定域 GCM 方程采用了定域近似；(2)在矩展开中仅计算到二阶；(3)在夸克势和波函数的反对称化中仅考虑了 s 夸克与 u、d 夸克的区别，而在(8.22)式的空间波函数中没有区分它们。由于在 QCD 单胶子交换势自旋-轨道耦合部分的径向因子选用高斯型，K^+N 系统的空间波函数取为谐振子类型波函数的乘积，结果得到了一个解析形式的简单的 K^+N

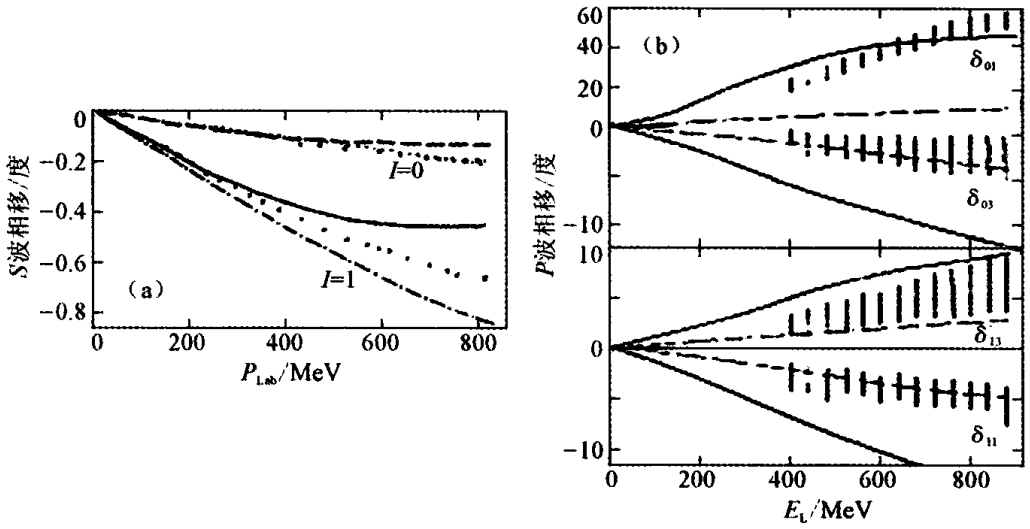


图 8－14　K^+N 散射相移　(a) S 波相移，由(8.13)式得到的结果表示为实线（$I=1$）和虚线（$I=0$），图中也给出了文献[32]的结果：点划线（$I=1$）和点线（$I=0$），实验数据取自文献[36]；(b) P 波相移 $\delta_{I,2J}$，由(8.27)式得到的结果表示为四条实线，相应的四条虚线是文献[33]的结果，实验数据取自文献[37]和[38]。

二体势，可以在不包含可调参数的情况下较好地解释 S 波和 P 波 K^+N 二体散射相移，说明这种简单的理论方法具有一定的合理性。

3. K^+N 散射夸克模型的发展

近年来 K^+N 相互作用夸克模型有许多新发展。一种是采用共振群(RGM)方法，在夸克层次上进行 KN 散射 S、P、D、F、G 波相移的理论计算[39]，夸克之间的相互作用势是非相对论性的，但它包含了胶子交换和 π 介子、σ 介子交换的贡献，使给出的介子谱尽可能地与实验值相符。然而散射相移的计算结果却与测量值差别很大。尽管如此，这个结果已经比早期仅仅考虑了胶子交换的简单夸克模型给出的计算值(图 8－14)大为改善。类似的理论方法也可以用于研究 KN 束缚态或共振态[40]。在考虑了夸克集团($q\bar{q}$ 和 qqq)色八重态(color octet)的贡献之后，对 KN 低能弹性散射的理论计算结果与实验值符合得很好[41]。

为了研究 KN 相互作用系统，文献[30]和[42]把手征 SU (3)夸克模型(chirality SU (3) quark model)扩展为包含一个反夸克的情形，模型中的参数由拟合 NN 和 NY 相互作用确定。通过求解共振群方程，可以给出同位旋 $I=0$ 和 $I=1$ 情况下 KN 散射的 S 波和 P 波相移。对 S_{01}、S_{11}、P_{01}、P_{03} 和 P_{11} 分波(这里第 1 个下标表示同位旋量子数，第 2 个下标为系统总角动量量子数的 2 倍)相移的计算结果与实验测量值符合得都比较好，只是当 K 介子的实验室系动量大于 500 MeV 时，P_{13} 分波的计算值对应较弱的排斥作用，这与相应实验测量值的趋势相反(见图 8－13)。除了 KN 相互作用，这个模型也许还可以用来由夸克模型的角度研究 KN 束缚态(KN bound state)或 KN 共振态能否构成一个 $\Theta^+(1540)$ 五夸克态粒子[30]。

§8.3 K^-N 二体相互作用

8.3.1 引述

首先注意，K^-N 二体系统的质量为 1 431.9 MeV，而在 K^-N 散射过程中存在共振态 Λ(1 405 MeV)和 Σ(1 385 MeV)，在能量上，$\bar{K}p$ 系统容易转变为 $\pi\Sigma$ 或 $\pi^0\Lambda^0$，从而使 K^-N 散射远比 K^+N 散射复杂。实际上，除弹性散射道 $K^- + p \to K^- + p$ 外，同时打开的还有反应道

$$K^- + p \to \pi^0 + \Lambda^0 + 180\ \text{MeV},\ (I = 0)\ \text{和}$$
$$K^- + p \to \pi + \Sigma + 100\ \text{MeV},\ (I = 1, 0)$$

以及电荷交换散射道 $K^- + p \to \bar{K}^0 + n$。

K^- 介子与质子和中子(实际用氘靶)弹性散射实验结果见图 8-4，其中已经利用了(8.10)式将同位旋为 $I=0$ 和 $I=1$ 的截面分离开。从图中可以看出，KN 散射的平均截面约为 40 mb，这是典型的强子过程(hadronic process)的截面值。从图中还可以看出存在丰富的 $S=-1$ 的 Y^* 共振态，主要有 $\Lambda^*(1405)$、$\Lambda^*(1520)$、$\Sigma^*(1385)$和$\Sigma^*(1660)$，以及若干能量更高的超子激发态。K^-N 弹性散射的最大特点是弹性道与非弹性道耦合在一起。因为非弹性道的阈能非常低。这些过程的中间态可以是超子激发态。$\Lambda^*(1405)$是同位旋 $I=0$ 的 S 波共振。$\Lambda^*(1405)$和 $\Sigma^*(1385)$ $(I=1)$ 是能量最低的共振态，常分别记为 Y^*_0和 Y^*_1(下脚标表示同位旋)。

K^-N 散射实验数据的最早而详尽的分析见文献[43]。因为 K^-p 散射五种非弹性过程与弹性过程强烈地耦合在一起，对 K^-p 散射的理论分析需采用所谓“多道分析方法”[44]，得到等价的 K^-N 单道散射长度[12]：

$$a_{K^-p} = (-0.67 + i0.64)\ \text{fm},\tag{8.30a}$$

$$a_{K^-n} = (+0.37 + i0.60)\ \text{fm}。\tag{8.30b}$$

在应用于原子核时常采用同位旋平均 K^-N 散射长度[45]，即

$$a_{KN} \equiv \frac{1}{2}[a_{K^-p} + a_{K^-n}] \approx (-0.15 + i0.62)\ \text{fm}。\tag{8.31}$$

此外，K-氢原子基态能移和宽度也是精确提取 K^-p 散射长度信息的重要来源[46]。1998 年日本 KEK 由 K-氢原子实验数据导出的结果是[47]

$$a_{K^-p} = (-0.78 \pm 0.15 \pm 0.03) + i(0.49 \pm 0.25 \pm 0.12)\ \text{fm}。\tag{8.32}$$

其中括号内后二项分别是实验统计误差和系统误差。这个结果与(8.30a)式的 a_{Kp}值尚无矛盾。这些实验值是检验关于 K^-N 的一切动力学理论的重要依据。注意(8.30)式的 a_{KN}是复数，其虚部反映 K^-N 弹性道与非弹性道的耦合，这是与(8.12)和(8.13)式的

K^+N散射长度不同的。也是由于这种耦合，对 K^-N 弹性散射的相移分析需要与 5 种非弹性过程同时进行。这 6 种过程的低能实验数据见图 8－15。图中的曲线是同时对六种过程的唯象拟合曲线。这些数据也是检验 K^-N 动力学理论的依据[48]。

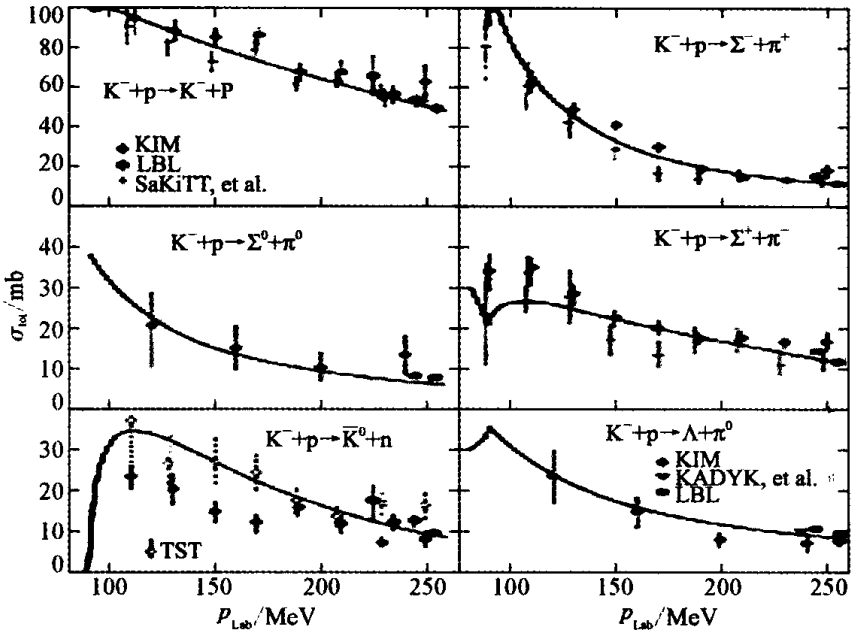


图 8－15　低能 K^-p 过程数据及唯象拟合曲线

8.3.2　K^-N 相互作用理论

从根本上说，近年来人们对低能 K^-N 相互作用感兴趣的原因在于它提供了检验量子色动力学的手征 SU(2) × SU(3) 对称性自发破缺(spontaneous symmetry breaking)的良好场所，特别是检验由奇异 s 夸克较大的质量所引起的对称性明显破缺(obvious symmetry broken)所起的作用。另一方面，低能 K^-N 相互作用的性质也密切联系着 K 凝聚(K condensate)与 K 核束缚态是否存在的问题。

如前所述，K^-N 散射有两个重要特点，一是存在丰富的阈能较低的非弹性道，它们与弹性道耦合在一起；二是 K^-N 散射有丰富的共振态，最低的共振态 Λ(1405)仅比 $K^-+p\rightarrow K^-+p$道的阈能低 25 MeV。由以上两个特点可以得出结论：第一，由于 Λ(1405)的存在，使得手征微扰论的圈图展开不可用，所以简单地仅在弹性道使用通常的手征微扰论方法分析 K^-N 相互作用是不适当的；第二，不能忽略多道效应，应在多道耦合理论基础上进行分析。现在已有一些符合上述要求的理论工作，它们有严谨的理论基础，多建立在有效场论基础上[49, 50]。最近的工作可见文献[51, 52]。

文献[51]将手征 SU(3)有效场论与相对论耦合道(relativistic coupled channel)方法结合起来，分析由 K 原子和 K 散射两方面得到的最新低能 K^-N 相互作用实验信息——散射长度，即

$$a_{K^-p} = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} T_{K^-+p\to K^-+p}(s)\,|_{s=(m_K+M_p)^2}。 \tag{8.33}$$

其中 $T(s)$是阈值附近 K^-p 散射矩阵，这是由散射过程提取散射长度的基本公式。另一方面，从 K 原子能移 ΔE 和宽度 Γ 得到 K^-p 散射长度的基本公式(包含电磁修正)为[53]

$$\Delta E - \frac{i}{2}\Gamma = -2\alpha^3\mu_c^2 a_{K^-p}[1 - 2\alpha\mu_c(\ln\alpha - 1)a_{K^-p}]。 \tag{8.34}$$

K^-p 散射长度的精确值是研究 K 核束缚态可能存在与否的重要输入量[54, 55]。文献[53]推荐的数值为

$$a_{K^-p} = (-1.09 + i0.82)\ \text{fm}, \tag{8.35}$$

文献[56]推荐的数值为

$$a_{K^-p} = (-1.05 + i0.75)\ \text{fm}, \tag{8.36}$$

这些数值的可靠性比(8.30)式提高许多。

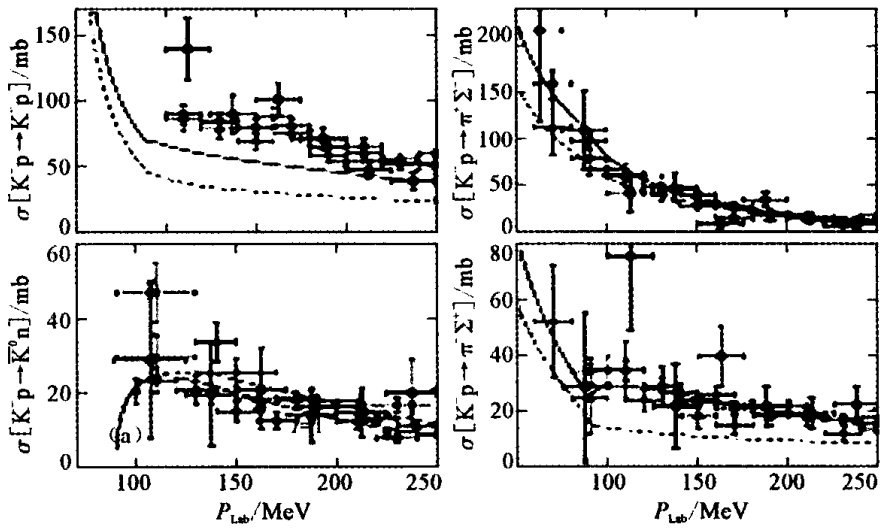


图 8－16　不同道的 K^-p 散射截面随入射 K^- 介子实验室系动量的变化
实线是对所有数据拟合的结果，虚线是仅对 DEAR 数据拟合的结果[51]。

然而，如文献[53]所指出，由新近 DEAR 的精确 K 原子能移和宽度得到的 K^-p 散射长度[57, 58]与由 KEK 的 K^-p 散射实验得到的 K^-p 散射长度[59, 60]并不一致。对两方面的最新低能 K^-N 相互作用实验信息尚需仔细比较研究[51, 61]，还不能给出确切无误的结论。例如，文献[61]指出文献[62]在手征么正理论框架下对 DEAR 的 K 原子数据和 KEK 的 K^-p 散射数据给出一致的理论解释是错误的，违背了散射理论的基本原理。为展示目前理论与实验符合的水平，这里给出文献[51]对 K^-p 散射四个主要散射道耦合

分析的严谨结果(图 8 - 16),这样的结果提供了比较各种实验的基础。文献[52]利用 SU(3)手征么正方法拟合各种低能 K^-p 散射数据,也提取了 K^-p 散射长度,与由 DEAR 最新的 K 氢原子实验提取出的 K^-p 散射长度相比较,澄清了不一致的范围,并提供了深入分析阈下 K^-p 散射振幅的复平面极点结构的基础。

现在一般认为,建立在有效场论基础上并且包含 Λ(1405)和 Σ(1385)共振态的耦合道方法是提取低能 K^-N 相互作用信息的可接受的理论框架,但要求更精确的低能 K^-N 实验数据。

8.3.3　K^-N 散射研究的发展

通过 K^-N 散射不仅可以研究 KN 相互作用,也可以研究 Λ, Σ 超子谱的性质,寻找或确认超子共振态,研究负 K 介子与核子(原子核)形成束缚态,K 凝聚等重要问题。最近 Crystal Ball 实验组公布了一批高精度的实验数据,他们完成了 K^-N 散射(K^- 介子入射能在 514～750 MeV 能区)到三个中性散射道的测量[63, 64]。对超子谱的认识还有很大不确定性,例如对于 Λ 超子激发态(hyperon excited state),虽然实验上已经非常确定发现了 $\Lambda(1405)S_{01}$, $\Lambda(1520)D_{03}$,对于 Λ(1405)的解释 $\Lambda(1670)S_{01}$ 共振态,但对其结构有不同解释。如和(1)认为$\Lambda(1405)S_{01}$是 K^-N 束缚态;(2)传统夸克模型则将它们归类为 3 夸克束缚态;(3)认为是动力学产生的态或者分子态,$\Lambda(1405)S_{01}$ 存在双极点结构[65—70];(4)$\Lambda(1405)S_{01}$可能有很大成分的五夸克态[71—74]。关于 $\Lambda(1405)S_{01}$ 另外一个问题是,其质量还不太确定,手征微扰模型分析得出的结果在 1 420 MeV 左右[65],但是 PDG 建议值在1 405 MeV 附近。如何依据实验数据理解这些 Λ 超子激发态是理论研究关注的问题。

对于 Σ 超子激发态的认识(相对 Λ 超子激发态)知道得更少。在第一共振区,实验比较确认的只有 $\Sigma(1670)D_{13}$ 和 $\Sigma(1775)D_{15}$,在粒子表上还有很多共振态,比如Σ(1560), Σ(1480), Σ(1580), Σ(1620), Σ(1670)等还没有找到与传统夸克模型对应的态。因此在理论上仔细研究 K^-N 二体反应过程,确立 Λ 超子谱(hyperon spectrum),Σ 超子谱是急需研究的理论问题。

除了超子谱之外,与 K^-N 散射直接有关的问题还有 K^-N 散射长度、K^-N 相互作用强度、K^- 介子深束缚态以及 K 凝聚等问题,这些都是近年来核物理领域受关注的问题。其根本原因就在于对 K^-N 相互作用的认识不够。解决这些问题需要可靠的理论模型仔细分析 K^-N 散射数据。由 K^-N 散射出发研究 K^-N 相互作用,研究超子共振态的理论模型主要有手征耦合道(chiral coupled channel)模型,手征微扰理论,有效拉格朗日量方法,K 矩阵和夸克模型等。通过拟合 K^-N 散射数据,提取共振态的性质,提取 K^-N 散射长度,提取 K^-N 相互作用势。所有的这些模型存在的最大问题是,要么当时没有较精确的实验数据,要么由于模型的局限,他们并没有仔细去符合散射过程的微分截面,或者把所有在某一能量范围内可能出现的共振态都加以考虑。因此在理论上,发展新的理论方法,利用最新的实验数据,仔细分析微分截面等对模型约束很强的实验结果显得尤为重要。值得指出,日本刚升级即将运行的强子装置 J - PARC,其高质量的 K 介子束流将

为研究 K^-N 散射、K^-N 相互作用和超子谱带来新的机遇。

8.3.4 K^-N 二体反应过程

如何依据实验数据理解 Λ 超子激发态和 Σ 超子激发态？一个重要的途径是通过 K^-N 二体反应过程，例如：

$$K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0 + 180\ \text{MeV},\ (I = 0),$$
$$K^- + p \rightarrow \pi + \Sigma + 100\ \text{MeV},\ (I = 1,\ 0)。$$

由此可以研究 Λ 超子谱，Σ 超子谱的性质。针对 Λ 共振态已有许多实验研究[75—86]和理论研究[87—113]。对于上述第二种过程，这里仅推荐一下与同位旋 $I = 0$ 重子共振态有关的 $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$ 反应[114]。这些共振态是 $(1405)S_{01}$，$(1670)S_{01}$，$(1520)D_{03}$，$(1690)D_{03}$。文献[114]发展的手征夸克模型只包含一个自由参数，可统一地在夸克层次描写这些共振态，具有很强的理论预言能力。这个理论模型预言的 $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$ 过程的微分截面如图8－17 所示。可以看到，在很宽的能量范围内（束动量 $p_K = 475 \sim 775$ MeV，即质心能量 $W = 1\,536 \sim 1\,687$ MeV）理论结果与实验数据符合很好。

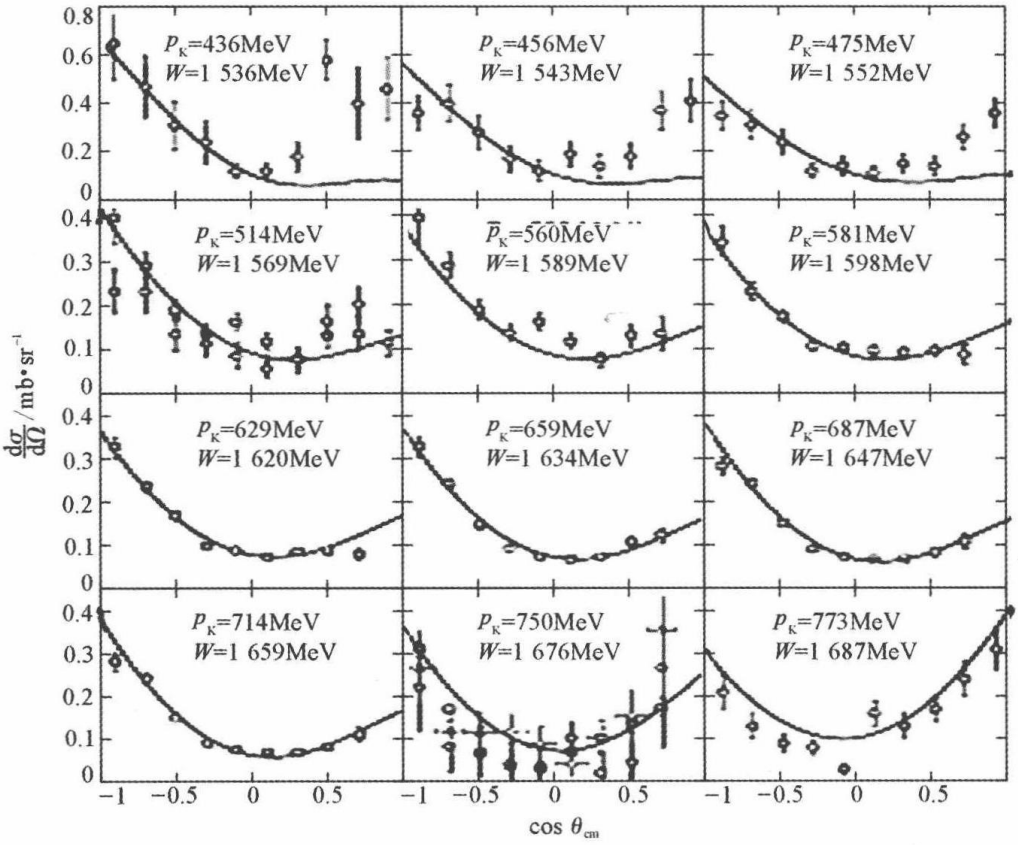


图 8－17　数据拟合的结果　不同束流动量（beam momentum）$p_K = 475 \sim 775$ MeV（即质心能量（center-of-mass energy）$W = 1\,536 \sim 1\,687$ MeV）$K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$ 过程的微分截面，实验数据分别引自文献[115]（方形），[116]（三角形），[117]（圆形）[114]。

§8.4　K^+A 散射

8.4.1　K^+A 散射实验结果

20 世纪 80 年代以来，无论在实验核物理领域还是理论核物理领域 K^+ 核(K^+A)散射的研究都是一个国际上广泛感兴趣的课题。的确，K^+ 介子具有非常引人注目的特征。在实验室动量低于 800 MeV 时，K^+-核子(K^+N)平均截面小于 10 mb，这反映了它在核物质中的平均自由程比 5 fm(最轻的核的大小)还要大，如此长的平均自由程使得 K^+A 散射过程主要由单次散射贡献。K^+ 介子的夸克结构是($\bar{s}u$)，K^+ 介子中的奇异反夸克(strange antiquark)不能与核子中的价夸克湮灭，这导致在 K^+N 相互作用中缺少奇异交换道和在动量低于 1 GeV 时不能形成三夸克共振态，这与 $\pi^\pm$ 介子和 K^- 介子截然不同。K^+A 散射表现为“体作用”，而 $\pi^\pm$ 介子和 K^- 介子与核散射表现为“面作用”。这样，在强子-核散射中通常存在的共振和多次散射等复杂因素对于 K^+A 散射来说理应是次要的。在强子层次相对较弱的 K^+N 强相互作用和相对简单的 K^+A 散射机制使得 K^+ 介子成为探索核介质效应的理想强子探针，也是对轻子或电磁探针的很好的补充。K^+A 散射还可以用来检验有限核中质子和中子的密度分布函数，如我们的工作[118]。关于 K^+A 散射的综述性文章可以参阅我们的文章[119, 120]。

早期，只有 3 个很不准确的 K^+A 散射实验[121, 122]，其中部分数据很明显地高于预言值，这激发了对 K^+A 散射的初始兴趣。20 世纪 90 年代以来，美国布鲁克黑文国家实验室又进行了一系列新的实验，这些实验采用了很多改进的测量方法，包括提高 K/π 流强比、扩大入射动量范围、采用不同质量的靶、最小的系统误差、更好地提取截面的方法等等。然而，几乎所有的新观测结果仍然与传统光学模型计算结果有明显的偏离，原来实验与理论之间的偏离进一步被确认了。这些实验的简单总结列在表 8-3 中，其中新的更可靠的实验数据对 K^+A 散射机制的不同理论解释提供了毫不含糊的检验判据。

表 8-3　K^+A 散射实验进展简表

年代	入射动量 (MeV)	靶　核	文献	备　注
1957	380	乳胶核混合物	[123]	在乳胶中测量
1968	700～900	C	[124]	弹性总截面，不确定的归一化
1982	800	^{12}C, ^{40}Ca	[5]	弹性微分截面，17%的归一化
1990	450～740	^{2}D, ^{12}C	[125]	弹性总截面，改进的系统误差
1992	450～740	^{2}D, ^{12}C	[126]	弹性总截面，改进的系统误差
1993	488～714	^{2}D, ^{6}Li, ^{12}C, ^{28}Si, ^{40}Ca	[127]	弹性总截面，有改善
1994	488～714	^{6}Li, ^{12}C, ^{28}Si, ^{40}Ca	[128]	弹性总截面，进一步改善

续 表

年代	入射动量 (MeV)	靶 核	文献	备 注
1995	600, 705	^{6}Li, ^{12}C	[129]	弹性微分截面
1995	705	D, C, Ca, Pb	[130]	准弹性双微分截面
1996	715	C, ^{6}Li	[131]	弹性微分截面,截面比(^{12}C/^{6}Li)
1997	488, 531, 656, 714	^{6}Li, ^{12}C, ^{28}Si, ^{40}Ca	[132]	重新检验的弹性反应截面,总截面
1997	635, 715	^{6}Li, ^{12}C	[133]	非弹性微分截面
1997	290, 390, 480	^{12}C	[134]	准弹性双微分截面

8.4.2 K^+A 散射的理论分析

因为 K^+N 相互作用 ($P_K \geqslant 300$ MeV) 相当弱,所以通常认为,在冲量近似下采用建立在一阶 KMT 理论基础上的微观光学势模型或格劳伯理论(Glauber theory)来描述 K^+A 散射应该极为适用。基于这些简单的理论框架已经完成不少可靠的微观计算[135, 139],的确显示出许多预期的性质。然而,几乎所有的这些在核子层次所作的传统的微观计算都与实验结果存在 10%～20%的严峻偏离,理论截面低于实验截面,称为理论截面丢失问题。实验上还测量了下述总截面比,

$$R_T = \frac{2\sigma_t(K^+ A)}{A\sigma_t(K^+ d)}, \tag{8.37}$$

其中 $\sigma_t(K^+A)$是 K^+介子与靶核散射(target nucleus scattering)的总截面,$\sigma_t(K^+d)$是 K^+介子与氘核散射(deuteron scattering)的总截面。实验数据在很宽的动量范围内(450～900 MeV)所给出的结果都是 $R_T > 1$,称为反阴影效应[140]。另一方面,根据冲量近似所作的理论计算却给出了 $R_T < 1$ 的结果,即呈现阴影效应,这是各种核散射过程通常呈现的效应。实验结果与理论计算最早的偏离出现在动量 $P_L = 800$ MeV 实验 $K^{+12}C$ 弹性微分截面[121]和 Siegel 等人的分析中[136, 140]。截面计算值系统地比实验数据低。Siegel 等人[140]指出,讨论总截面 σ_t,特别是研究 K^+核对 K^+氘核总截面的比值 $R_T = [2\sigma_t(K^+ A)]/[A\sigma_t(K^+ d)]$ 可以很大程度上消除实验的不确定性。可是,用光学模型计算的 R_T 值仍然小于数据值。

8.4.3 K^+A 散射的光学模型

我们先介绍一下常用的光学模型。讨论 K^+A 散射的理论框架主要是熟知的一阶 KMT 多重散射理论和格劳伯理论[141]。在 KMT 多重散射理论中,一阶光学势的一般形式为

$$V^{opt} = \frac{A-1}{A}\langle 0 \mid \sum_{j=1}^{A} t_j \mid 0\rangle, \tag{8.38}$$

其中二体散射 t 矩阵满足下面的李普曼-施温格尔方程，

$$t_j = v_j + v_j \frac{1}{E - H_0 + \mathrm{i}\varepsilon} t_j 。 \tag{8.39}$$

上式中 H_0 是靶核哈密顿量与动能之和，但在靶粒子近似当作自由粒子的情况下，H_0 简化为入射 K^+ 介子和靶核子 j 的动能之和。这时方程(8.39)的解 t_{K^+N} 就是 K^+N 自由二体散射矩阵或相应的自由二体散射振幅 f_{K^+N}，即

$$f_{K^+N} = -\frac{m}{2\pi} t_{K^+N} 。 \tag{8.40}$$

在坐标空间，对于小角度散射可近似得到 KMT 一阶光学势的最简单形式("$t\rho$"近似)，

$$V^{\mathrm{opt}}_{K^+A}(\boldsymbol{r}) \approx t_{K^+N}\rho(\boldsymbol{r}) = -\frac{2\pi}{m} f_{K^+N}\rho(\boldsymbol{r}) 。 \tag{8.41}$$

如果采用格劳伯理论，K^+A 弹性散射振幅可表示为

$$F(q) = \frac{\mathrm{i}k}{2\pi}\int \mathrm{d}^2 b \, \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b})\{1 - \exp[\mathrm{i}\chi(\boldsymbol{b})]\}, \tag{8.42}$$

其中 q 为动量转移，b 为碰撞参数，并有

$$\exp[\mathrm{i}\,\chi(\boldsymbol{b})] = \langle \Psi_0 \mid \sum_{j=1}^{A} [1 - \Gamma_j(b - s_j)] \mid \Psi_0 \rangle 。 \tag{8.43}$$

此处 Ψ_0 是靶核基态波函数，s_j 是第 j 个靶核子坐标 r_j 在垂直于入射方向的平面上的投影。Γ_j 是 K^+N 自由二体散射振幅 $f^j_{K^+N}$ 的傅立叶变换，

$$\Gamma_j(b) = \frac{1}{2\mathrm{i}\pi k}\int \mathrm{d}^2 q \, \exp(-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}) f^j_{K^+N}(\boldsymbol{q}) 。 \tag{8.44}$$

K^+ 介子作为最弱的强相互作用核探针，应该是检验上述冲量近似理论框架有效性的理想工具[139]。

要计算 K^+A 散射振幅或截面，基本输入量是 K^+N 自由二体散射振幅 f_{K^+N}。关于 f_{K^+N} 以及有关 K^+N 二体散射的实验和理论工作已经作过一些，但很不充分。早期工作(1982 年以前)可参阅 Dover 和 Walker 所写的长篇评述[142]。目前较广泛采用的实验 K^+N 二体散射振幅是 Maitin 给出的一组参数[143]。在理论方面，已经用介子交换模型[144, 145]和夸克模型对 K^+N 二体相互作用进行了初步研究，理论结果尚不能满意地符合 K^+N 二体散射实验数据。因此，在构造 K^+A 光学势时大多采用由实验定出的 K^+N 二体散射振幅 f_{K^+N}。在文献中通常使用 f_{K^+N} 的同位旋表示。熟知 K 介子属赝标介子，同位旋为 $I^K = 1/2$，它的同位旋二重态由 K^+ 和 K^0 构成。KN 系统的总同位旋 I 由 K 介子同位旋 I^K 和核子同位旋 I^N 耦合得到：$I = 0$ 和 1。由于实验和理论分析的需要，常把 $|K^+p\rangle$、$|K^+n\rangle$、$|K^0p\rangle$ 等同位旋态按 KN 系统总同位旋 I 的本征态展开，在此基础上可

用 $I=0$ 和 $I=1$ 道的散射振幅来表示有关各种过程的散射振幅[146]：

$$f(\mathrm{K^+ + p \to K^+ + p}) = f(\mathrm{I}=1), \tag{8.45}$$

$$f(\mathrm{K^+ + n \to K^+ + n}) = \frac{1}{2}[f(\mathrm{I}=1) + f(\mathrm{I}=0)], \tag{8.46}$$

$$f(\mathrm{K^+ + n \to K^0 + p}) = \frac{1}{2}[f(\mathrm{I}=1) - f(\mathrm{I}=0)]。 \tag{8.47}$$

在文献中，分析 $\mathrm{K^+A}$ 散射时（对 $N=Z$ 靶核）常常用到的是对同位旋求平均的 $\mathrm{K^+N}$ 散射振幅，

$$\begin{aligned} f_{\mathrm{K^+N}} &= \frac{1}{2}[f(\mathrm{K^+\ p}) + f(\mathrm{K^+\ n})] \\ &= \frac{3}{4}f(\mathrm{I}=1) + \frac{1}{4}f(\mathrm{I}=0)。 \end{aligned} \tag{8.48}$$

对于 $\mathrm{K^+p}$ 道（$I=1$），在 $\mathrm{K^+}$ 入射动量小于 800 MeV 的整个动量范围内主要是 S 波起作用；对于 $\mathrm{K^+n}$ 道和电荷交换道（包含 $I=0$ 振幅），P 波分量有一些贡献。但对同位旋平均振幅来说在 800 MeV 以下仍主要是 S 波的贡献。

§8.5 $\mathrm{K^+A}$ 散射的核介质效应

8.5.1 $\mathrm{K^+A}$ 散射的常规核介质效应

近年来在一阶 KMT 理论（KMT theory）或 Glauber 理论框架下，考虑了各种可能的常规核介质效应对 $\mathrm{K^+A}$ 散射已经作了相当全面的研究。常规核介质效应的研究是指在核子层次的研究，不涉及介子自由度和夸克自由度，现以 $\mathrm{K^{+12}C}$ 散射为例，将这些研究结果总结如下：

（1）核内核子的束缚效应和反冲效应、泡利阻塞和二体关联效应等，加在一起总共对 $\mathrm{K^{+12}C}$ 总散射截面的影响小于 5%[136, 137]；

（2）在 $\mathrm{K^{+12}C}$ 弹性散射过程中考虑靶核 $^{12}\mathrm{C}$ 中间态 2^+（4.4 MeV）和 3^-（9.6 MeV）态的虚集体激发和退激发，计算结果表明[137]这种虚激发对微分截面带来的修正与泡利关联（Pauli correlation）和质心关联（center-of-mass correlation）带来的修正在很大程度上互相抵消，如图 8-18 所示；

（3）$^{12}\mathrm{C}$ 不是球形核，但是考虑 $^{12}\mathrm{C}$ 基态形变引起的截面修正很小，小于总截面的 1%[136]；

（4）$\mathrm{K^+}$ 介子与核内束缚核子相互作用可能存在离能壳效应，这种效应对 $\mathrm{K^+N}$ 自由二体散射振幅的修正小于 1%[136]，这也表明二次散射效应很小；

（5）双重自旋翻转效应对理论截面影响很小，不超过 1%[137]；

（6）双重电荷交换效应（即在核内首先发生 $\mathrm{K^+ + n \to K^0 + p}$ 过程，产生的 $\mathrm{K^0}$ 介子再

与核内另一核子作用，$K^0 + p \to K^+ + n$）和双重自旋同位旋翻转效应在动量转移较大时（约对应于 $\theta > 25°$）有稍明显的影响，但却与泡利效应和色散效应呈抵消的趋势[137]；

（7）像费米运动和短程关联等其他效应带来的修正与上述各种修正的影响相近或更小[137]；

（8）根据核物质理论由自由 K^+N 二体势导出核物质内的 K^+N 有效二体势，进而计算 $K^{+12}C$ 微分截面，所带来的改进小到可以忽略[150]；

（9）以上使用的 K^+N 二体相互作用都是在 t 道考虑的，忽略了 u 道的贡献。计入 u 道贡献 KMT 理论框架所作的理论计算表明，此种贡献极小[135]。

图 8－18 所示的微分截面是在冲量近似下，由 KMT 一阶光学势计算出的：

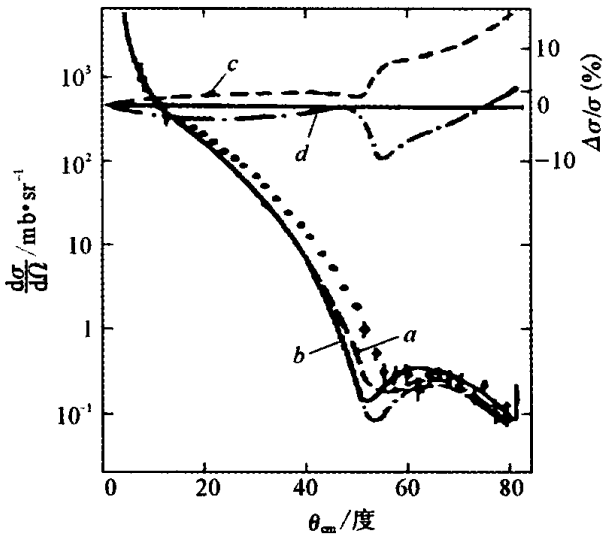


图 8－18　$K^{+12}C$ 弹性散射微分截面

$$V_{opt}(K^+ A) = \frac{-4\pi}{2m}\bar{f}(K^+ N)\rho(r)。 \tag{8.49}$$

其中 $\bar{f}(K^+N)$ 是同位旋平均 K^+N 二体散射振幅，$\rho(r)$ 是靶核密度分布，图中曲线 a 和 b 是由不同光学势计算出的 800 MeV 动量下 $K^{+12}C$ 弹性散射的微分截面，明显低于实验值；曲线 c 和 d 分别对应于泡利关联修正和虚集体激发修正，这两种相反的修正不能改善理论结果与实验数据的符合。文献[151]也指出，相应的总截面或(8.35)式定义的截面比，同样不能由上述各种效应得到改善。这说明对 K^+A 弹性散射迄今所作的一切常规理论计算无法证实实验上的反阴影效应（$R_T > 1$）。

8.5.2　K^+A 散射的次常规核介质效应

人们没有预料到，在传统核物理的范畴内，对于像 K^+A 弹性散射这样一个相对简单的过程竟未能解释实验上的反阴影效应。尽管仍有人试图在传统核物理框架下对此进行研究[135, 150]，更多的人认为 K^+A 散射可能具有复杂的背景[151, 153]，这种复杂性可能来自介子自由度(meson degree of freedom)(次常规效应)，也可能来自夸克自由度(quark degree of freedom)(非常规效应)。

由第 5 章知道，原子核内核子之间的相互作用是通过交换虚介子而传递的，交换介子的质量与核力力程成反比。π 介子是质量最轻的介子，单 π 交换对应于核力的长程部分，短程部分对应于交换多个 π 介子或更重的其他介子。这样，原子核内除了核子外至少还应有介子存在，只是在低能核物理中介子自由度一般不表现出来，介子效应的平均效果近似地由核力表示。另外，有许多实验数据表明，在原子核里还可以存在所谓 Δ 共

振态，即核子激发态，核内核子吸收一个 π 介子可以形成 Δ。核子质量是 938 MeV，它的第一激发态对应的质量是 1 232 MeV，Δ(1232)的寿命很短，它形成后来不及传播过整个原子核就很快再变成 π 介子和核子，所以 Δ 很难认为是真正的粒子，然而它在中高能核物理中的作用却越来越明显了。在研究靶核介质对入射的 K^+ 介子的影响时，把靶核内的介子自由度和 Δ 自由度适当地考虑进来，叫作次常规核介质效应。这时核内核子仍看作是无结构的。

K^+A 散射的一种最简单的次常规研究认为[153]，核内的虚 π 介子与入射 K^+ 介子的相互作用起重要作用，甚至证明在几百 MeV 的入射动量范围内，$K^+\pi$ 散射截面大于 K^+N散射截面，这是由于 K^+ 介子与 π 介子能形成共振态，而与核子不能形成共振态。考虑核内虚 π 介子的贡献后，(8.37)式的截面比应改写为

$$R'_T = R_T + n_\pi \sigma(K^+\ \pi)/\sigma(K^+\ N)。 \tag{8.50}$$

其中 n_π是与每个核子相联系的平均虚 π 介子数目。不同文献给出的 n_π理论值有所不同[154, 156]，约为 0.07 左右。$P_K = 800$ MeV 时，$\sigma(K^+\pi)$的估计值为 20 mb，$\sigma(K^+N)$的实验值约为 12 mb。这样，(8.50)式中第二项约提供 10%的增长，从而可以解释实验数据呈现的反阴影效应。通常在冲量近似下的一阶 KMT 理论计算或格劳伯理论框架下所作的传统计算中，K^+ 介子与核内核子相互作用的元振幅采用的是自由 K^+N 二体振幅，未包含核内虚 π 介子的贡献。其实，虚 π 介子仍是核力束缚效应的结果。

在文献[150]中提出的看法是在核介质内 K^+N 相互作用与核密度 ρ 有关。在介子交换模型中，K^+N 二体相互作用由于拉格朗日量不变性的要求只能交换矢量介子，在 N=Z 的对称物质中，K^+N 相互作用主要由 ω 介子交换决定。文献[150]提出，在核物质内 K^+N 相互作用与核密度 ρ 有关，并近似认为 K^+N 二体势 $V(\rho)$与 ω 介子交换势 $V^\omega(\rho)$具有类似的密度依赖关系，于是对有心部分和自旋轨道耦合部分可分别写出，

$$V_C(\rho) = \alpha_C(\rho)V_C(\rho = 0), \tag{8.51}$$

$$V_{SO}(\rho) = \alpha_{SO}(\rho)V_{SO}(\rho = 0)。 \tag{8.52}$$

其中密度相关系数 α_C 和 α_{SO}分别为：

$$\alpha_C(\rho) = V_C^\omega(\rho)/V_C^\omega(\rho = 0), \tag{8.53}$$

$$\alpha_{SO}(\rho) = V_{SO}^\omega(\rho)/V_{SO}^\omega(\rho = 0)。 \tag{8.54}$$

核介质内的 ω 介子交换势的有心部分 V_C^ω 和自旋轨道耦合部分 V_{SO}^ω可根据 σω 模型或 Dirac-Brueckner 理论计算出来。对动量为 P 的核子可得

$$\alpha_C(\rho) = 1,\quad \alpha_{SO}(\rho) \approx \left(\frac{P^2 + m_N^2}{P^2 + m_N^{*2}}\right)^2。 \tag{8.55}$$

其中 m_N 和 m_N^* 分别是自由核子质量和核内核子有效质量。按照文献[157]的 $\sigma\omega$ 模型计算，当核密度由零增加到饱和密度时，m_N^* 由 m_N 减小到 $0.73m_N$。利用上述结果计算出 $K^{+12}C$ 散射截面，其与实验数据的符合明显改善。这项次常规研究的结果只是粗略的估计，定量的结果需要更严格的理论计算。

8.5.3　K^+A 散射的非常规核介质效应

在对 K^+A 散射的理论截面丢失问题和实验的反阴影效应进行常规和次常规研究的同时，非常规核介质效应的研究引起了人们更大的兴趣[125, 151, 152, 163, 165]。这是指在夸克层次上的研究。关于原子核内夸克自由度的重要性如何，至今存在着很不相同的看法。正如轻子与原子核深度非弹性散射的 EMC 效应和准弹性电子散射的纵向和横向强度函数的研究一样(参见本书第 3 章)，K^+ 核散射的反阴影效应也被看作是核内夸克自由度的可能表现之一[164, 165]。

在传统核物理中，“镶嵌”在原子核内的核子本身的性质，如核子的大小、质量、磁矩、形式因子以及核子其他内部性质，被认为是不变的，即与自由核子的性质相同。由这个图像所作的常规理论计算成功地解释了绝大多数低能核物理现象，这说明上述传统图像的近似程度是非常好的。然而，从更深层次考虑问题，核子是一个由夸克组成的动力学体系，它理应受到周围环境的影响。研究在核环境下强子性质改变的工作[165, 168]已有许多报道，其倾向的看法是，核介质内核子内部结构和性质因周围核环境的影响而明显改变，例如核子半径增大，核子有效质量减小等。核介质内核子半径增大亦称核子膨胀(swelling)，这可以简单地理解为核子内夸克禁闭在核环境下得到部分解除，亦即夸克禁闭尺度增加。K^+ 介子作为原子核的最“干净”的强子探针，有可能探测到这些非常规核介质效应。

文献[164]首先讨论了核内核子膨胀对 K^+ 核散射的影响。在 $P_K < 800\,\text{MeV}$ 的较低动量下，K^+N 相互作用主要决定于同位旋 $I = 1$ 的 S 波(S_{11})散射振幅，并且实验 K^+N 相移 $\delta(S11)$ 与入射 K^+ 介子动量近似呈线性关系，因而该相移可参数化为：

$$\delta(S_{11}) \approx -KR,\ R \approx 0.32\ \text{fm}, \tag{8.56}$$

其中 K 是与入射动量，负号表示排斥作用；R 为等效硬球半径。当 K^+N 相互作用发生在核介质内，上式应改变为

$$\delta(S_{11}) \approx -K(R + \delta R), \tag{8.57}$$

此处 δR 为核子半径增量。这个变化将通过(8.41)式的 K^+A 光学势影响散射截面。文献[164]的计算结果表明，若取 $\delta R/R$ 为 10%～20%，$K^{+12}C$ 散射实验的反阴影效应就可得到满意解释。这个唯象模型的提出是受到 EMC 效应的一种可能解释的启发，即核子内部结构受到周围核环境影响而改变。这个模型虽然简单，却是首次把核子膨胀引入

K^+A散射研究。

在我们的工作中[169]，把介质中的 K^+N 相互作用与介质中的夸克凝聚 $\langle\bar{q}q\rangle_\rho$ 联系起来考虑非常规介质效应对 K^+A 散射的影响，取得了较好的结果。现在，人们普遍认为基本的 K^+N 相互作用在核介质中会被修正。在简单夸克模型中，K^+N 散射的自由 Born 振幅约正比于形式因子乘以 $[q^2+(2m_q)^2]^{-1}$。动量转移 q 比组分夸克质量 m_q 小很多的假设对表 8-3 给出的实验能区的 K^+N 散射通常是有效的，因此存在下面的关系式：

$$f_{K^+N}(\rho)/f_{K^+N}(0)=[m_q^*(\rho)/m_q(0)]^{-2}。\tag{8.58}$$

此处(ρ)表示在核介质中的量，(0)表示自由空间（$\rho=0$）的量，从而光学势由线性密度相关变为非线性密度相关，即

$$V_{K^+A}^{opt}\approx-(2\pi/m)f_{K^+N}(\rho)\rho(r)。\tag{8.59}$$

根据下面的布朗-罗质量标度(Brown-Rho mass scale)，

$$\frac{m_q^*(\rho)}{m_q(0)}=\frac{m_N^*(\rho)}{m_N(0)}=\frac{m_V^*(\rho)}{m_V(0)}=\frac{\langle\bar{q}q\rangle_\mu^{1/3}}{\langle\bar{q}q\rangle_0^{1/3}},\tag{8.60}$$

可得

$$f_{K^+N}(\rho)=f_{K^+N}(0)[\langle\bar{q}q\rangle_\rho/\langle\bar{q}q\rangle_0]^{-2/3}。\tag{8.61}$$

上式表明介质中的密度相关的 K^+N 相互作用可与介质中的夸克凝聚 $\langle\bar{q}q\rangle_\rho$ 联系起来。夸克凝聚 $\langle\bar{q}q\rangle_\rho$ 的密度依赖性已经被广泛地研究[170, 172]。为了确定 $\langle\bar{q}q\rangle_\rho/\langle\bar{q}q\rangle_0$ 的密度相关性，利用我们以前的工作[171]，即建立在量子强子动力学基础上的包含对 $\langle\bar{q}q\rangle_\rho$ 更高阶贡献的计算结果，

$$\frac{\langle\bar{q}q\rangle_\rho}{\langle\bar{q}q\rangle_0}=1-\frac{\sigma_N\rho}{m_\pi^2f_\pi^2}\left[1+\frac{d(E/A)}{dm_q}\left(\frac{dm_N}{dm_q}\right)^{-1}\right]。\tag{8.62}$$

此处 $\sigma_N=45$ MeV 是 πN 西格玛项，$f_\pi=93$ MeV 是 π 介子衰变常数。m_N 代表自由核子质量，m_q 代表流夸克 u 和 d 的平均夸克质量。E/A 是核物质中每核子的能量。真空中的夸克凝聚值取为

$$\langle\bar{q}q\rangle_0=-[(225\pm25)\text{MeV}]^3。\tag{8.63}$$

图 8-19(实线)给出 $\langle\bar{q}q\rangle_\rho/\langle\bar{q}q\rangle_0$ 的数值结果，它在正常核密度下有少许非线性。$t\rho$ 光学势从密度相关的(8.61)式 K^+N 相互作用得到，从而可计算 K^+A 散射的微分截面和总截面。图 8-20 中的曲线给出了计算的 K^+ 与 ^{6}Li、^{12}C、^{28}Si、^{40}Ca 散射总截面与 K^+d 总截面的比值，

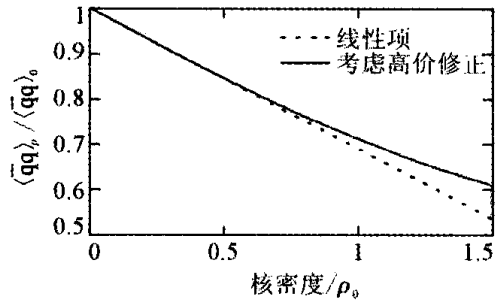


图 8－19　在正常核物质密度附近的核介质中的夸克凝聚

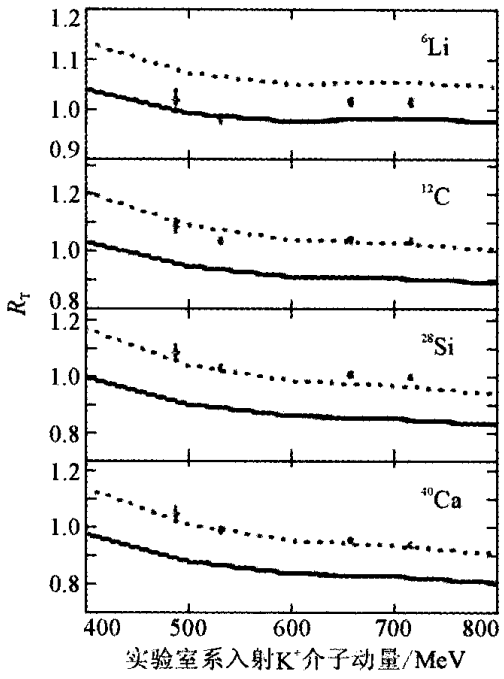


图 8－20　K^+ 散射的总截面比值 R_T

$$R_T = \frac{\sigma_t(K^+ A)/A}{\sigma_t(K^+ d)/2}。 \tag{8.64}$$

图中实验数据取自[127]和[128]。我们看到^{12}C 和^{40}Ca 的 R_T 计算值与实验符合得相当好，^{28}Si的结果比数据稍低，^{6}Li 的结果比数据高 5%。这些结果与文献[132]的结论一致。图 8－21 左方给出了 $P_K = 800$ MeV 的 K^+对^{12}C 和^{40}Ca 散射在质心系的微分截面，数据取自文献[122]。包括介质修正的计算结果(虚线)与实验符合得很好，只是在对^{40}Ca 散射中散射角大于 24°处开始有偏离。此处也计算了入射动量为 $P_K = 715$ MeV 的 K^+对^{12}C和^{6}Li 的散射的实验室系微分截面，结果在图 8－21 右方给出，数据取自文献[131]。对^{12}C的计算结果与实验符合很好，但对^{6}Li 的结果比数据高得多(甚至不包括介质修正的计算微分截面仍高于实验值)，这是理论工作尚待解决的一个问题。总之，在此工作中，通过把介质中的 K^+N 相互作用与介质中的夸克凝聚联系起来计算了非传统介质效应对 K^+A 散射的贡献。在没有任何可调参数的情况下，除^{6}Li 外，计算的总截面比值和微分截面与实验数据符合得相当好。

核内核子膨胀(nuclei swellingness)或夸克禁闭的部分解除，以及核内核子有效质量的变化，这些非常规核介质效应的严格理论研究是应该以量子色动力学(QCD)为基础的，但由于非微扰 QCD 遇到的困难，目前大多利用符合 QCD 精神的等效模型来研究非常规核介质效应，如 NJL 模型[151, 152, 48—165]、色介电模型[167]、Bethe 模型[168]和 QCD 求和规则[178]等，其中 NJL 模型目前得到广泛的应用，并有许多新的发展。这个 30 年前由 Nambu 和 Jona-Lasinio 在强子层次上建立的模型，如今已被改造成建立在夸克层次

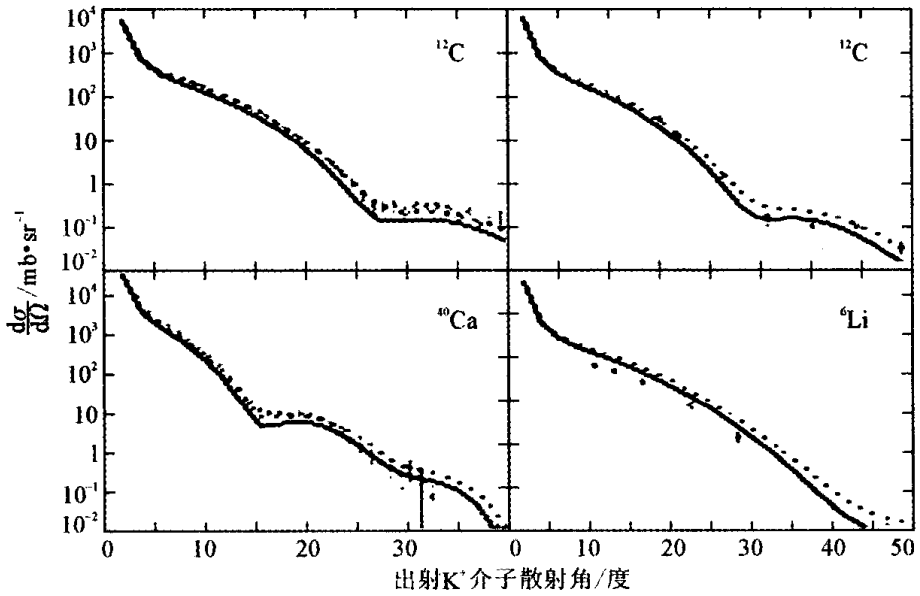


图 8－21　不同入射动量的 K^+A 散射的微分截面

上的模型，成功地研究了手征对称性的自发破缺及其与核介质的密度、温度的关系等问题。

从上面的工作可以看出，非常规介质效应能对实验数据与理论计算的偏离提供很大的改进，总截面呈现的反阴影效应自然得到解释，即由核介质内夸克有效质量的减小所引起。另一种由矢量介子交换模型所作的解释[152]与上述夸克 NJL 模型解释所得到的结论一致。实际上，矢量介子有效质量近似等于夸克有效质量的 2 倍。核子电磁半径 $\langle r^2_{em}\rangle^{1/2}$ 由其芯半径 $\langle r^2_{core}\rangle^{1/2}$ 和矢量介子云贡献，

$$\langle r^2_{em}\rangle = \frac{6}{m_V^2} + \langle r^2_{core}\rangle 。 \tag{8.65}$$

其中 m_V 是矢量介子质量。上式表明，在核介质内矢量介子质量的减小必然联系着核子半径的增大，即核内核子膨胀。对 K^+A 散射反阴影效应的这种解释得到越来越多的支持[125, 151, 152, 163]。

为了解释实验与理论的偏离，还提出过其他新颖的散射机制，例如通过 $\bar{N}N$ 考虑费米海和狄拉克海极化的影响[180]；考虑四级截面对计算 K^+^{6}Li 微分截面的重要性[133]；核内 K^+N 相互作用的标度敏感性[181]等，这些新机制对 K^+A 微分截面和总截面的计算有不同程度的改进。各家并未达成统一的认识，特别是对^{12}C/^{6}Li 微分截面比的实验结果还无法从理论上较好地说明。

8.5.4　K^+A 散射：研究进展与问题

K 介子与原子核的相互作用越来越受到关注的原因，一方面是由于 K 介子是核介质

效应的有效探针，另一方面是由于 K 介子与核的相互作用联系着诸如 K 原子、K 产生、K 散射、K 凝聚、K 核束缚态等物理现象。特别值得关注的是，核介质内 K 介子的行为和核物质密度对正负 K 介子质量的十分不同的影响。首先，对 K^+A 光学势与 K^+A 散射的研究迄今仍然存在若干有待澄清的问题。例如：

1. 关于在 K^+A 散射研究中引入夸克自由度的必要性问题

对于 K^+A 散射实验的反阴影效应和理论微分截面的丢失，迄今有人持传统观点，认为没有必要到夸克层次寻找原因来解释 K^+A 散射的反常现象[135, 150, 158, 182]。一种考虑是，像 EMC 效应和准弹性电子散射的响应函数等被认为是反映核内夸克信号的过程也能够在强子层次上得到适当的解释，因而 K^+A 散射的反阴影效应也可能仅在强子层次上得到解释。另外，对核子内夸克定域尺度 R_c 的研究还不甚清楚，有的研究结果给出 R_c 约为核子半径的一半[183]，有的给出 R_c 约为核子半径的 1/5[184]。如果按照后者的估计，那么在核介质内由于 π 介子场的变化而引起的核介质对核子内部夸克结构的影响将小到可以略去不计，似乎只在核子层次加上 π 介子自由度就足够了，不必考虑夸克层次。与此同时，强相互作用的 QCD 理论的发展对核物理带来剧烈的冲击，改变着人们对核物理的传统观念。不断出现的新实验结果令人信服地证实，核子内部是有结构的，夸克和胶子是强子结构因而也是原子核结构的基本单元，在核环境下夸克和强子的性质比在自由空间将遭受某些变化，把这方面的理论和实验研究成果应用到 K^+A 散射是很自然的事[125, 151, 152, 163, 164, 185]。至于 K^+A 散射的反常是否就是核内夸克和强子性质变化所引起，尽管已有几家有说服力的研究，人们仍不能作出十分肯定的回答，并存在不少有待澄清的问题，下面择要予以讨论。

2. 关于 K^+A 散射总截面比的动量相关性问题

Siegel 等人[164]根据核子膨胀效应所作的计算和 Brown 等人[152]根据核内矢量介子质量减小所作的计算虽然都大大改善了与实验结果的符合，但是(8.35)式定义的 R_T 实验值随入射 K^+ 动量的变化并未被理论曲线符合，特别是 BNL 给出的低动量端的测量结果[163]与理论预言偏离相当大。此外，以上两家在此低动量区给出的理论结果彼此也不相同。总之，R_T 的动量相关性是一个需要深入研讨的问题。

3. 关于 K^+A 散射中核内核子膨胀效应与靶核质量数的关系问题

早在 EMC 效应的理论研究中就曾有人指出[184]，靶核越重，核内核子膨胀效应越大。根据核子膨胀模型对 K^+A 散射的计算给出[163]，^{6}Li 的核子膨胀最小，而 ^{12}C、^{28}Si、^{40}Ca 的核子膨胀效应十分相近，都比 ^{6}Li 的大 5%以上。对 K^+ 与 ^{4}He、^{12}C、^{40}Ca、^{120}Sn 的散射截面及核子膨胀效应进行的计算[185]表明，四种靶核的核子膨胀效应并无明显差别。文献[152]曾估计 ^{4}He 的核子膨胀效应最大。BNL 的实验结果给出 ^{6}Li 和 ^{12}C 的 R_T 仅相差约 2%，都高于 ^{28}Si 和 ^{40}Ca 的 R_T 值。从上述研究情况可以看出，K^+A 散射中核内核子膨胀效应与靶核质量数的关系实属悬而未决的问题[186]。更令人困惑不解的是，文献[187]研究了核介质中泡利原理对核子半径的影响后得出结论说，核内核子膨胀效应基本上被

泡利阻塞效应抵消，甚至使核内核子趋于“萎缩”，这个观点正确与否也需深入研究。

4. 关于 K^+A 散射中的非常规核介质效应与其他散射过程的联系

像核内核子膨胀或矢量介子质量减小等非常规核介质效应并不是一个仅与 K^+A 散射相联系的孤立的问题，这些效应如果存在，就也应该在若干其他散射过程中表现出来，象在 EMC 效应和准弹性电子散射的纵向和横向响应函数研究中那样，对包括 K^+A 散射在内的可能体现核内核子膨胀效应的有关过程进行比较研究应该是有意义的，这将有助于确切了解核内核子结构和尺度的变化。还有一个值得仔细考虑的具体问题是，作为典型的 $K^{+12}C$ 弹性散射过程显示的核内核子膨胀效应，为什么在 $K^{+12}C$ 非弹性散射过程中并未显示出来。激发到 2^+ (4.4 MeV)和 3^- (9.6 MeV)态的非弹性散射实验数据和通常的扭曲波计算结果在不包含任何非常规介质效应情况下已经符合得很好。

Arima 等人对 800 MeV 的 π 核散射作了仔细计算[188]，尽管从理论上考虑了各种常规介质效应和 π 吸收的影响，也未能克服理论结果与实验数据间的偏离。由于 π 核散射存在丰富的共振和非弹性道，π 探针不像 K^+ 探针那样“干净”，在 π 核散射中计入核子膨胀效应十分困难。然而 Arima 等受 K^+A 散射研究的启发，试探性地硬把 πN 分波振幅适当增大，居然使理论结果与实验数据符合颇为改善，这也是值得深思的一个问题。

5. K^+A 散射中核内可能的 Θ^+ 粒子(pentaquark)的贡献

2003 年前后出现过自由空间五夸克态粒子(Θ^+ 粒子，pentaquark)存在与否的短暂探索，并很快趋于几乎否定的答案。另一方面，也有人探讨 Θ^+ 粒子束缚在原子核内(Θ^+ 超核)的可能性。关于 K^+A 散射中核内可能的 Θ^+ 粒子的贡献也同样受到某些关注[190, 198, 203—209]。作为例子，一种物理模型[207]认为，K^+ 介子入射到核内可通过单核子机制($K+N\rightarrow\Theta^+$)和双核子机制($K+N+N\rightarrow\Theta^++N$)激发核物质中的五夸克态粒子 Θ^+，但因 Θ^+KN 耦合极弱，使得 K 吸收过程主要由双核子机制贡献。这种贡献引起对 K^+A 散射光学势的修正，从而可以改善理论与实验的符合。

6. K^+A 散射实验数据提取方面的问题

十余年来理论结果与实验结果的分歧问题一直没有解决。K^+A 弹性散射总截面 σ_T 和反应截面 σ_R 理论计算结果总比实验结果约低 10%～15%。在实验数据的提取方面也存在着不可忽视的问题，即 K^+A 散射截面的实验值存在着 ±17% 的绝对规一化误差[194]。这个问题迄今没有满意解决[189]。

7. K^+A 散射理论研究的输入量问题

近期在理论方面的进一步考虑是在保持主要的核介质效应贡献的同时，在 $t\rho$ 近似中使用的二体 t 矩阵的构造上下功夫，严格地直接从最新的 K^+N 二体散射实验相移出发来构造[195]，其中采用了特殊的类似逆散射的方法[196,197]得到全部所需要的“在壳”(in-shell)和“离壳”(off-shell)二体 t 矩阵。对中能区 (P_{Lab} = 400 ～ 1 000 MeV)K^+ A 散射 (^{6}Li, ^{12}C, ^{28}Si 和 ^{40}Ca 靶)的计算结果表明[198]，上述理论考虑在解决理论结果与实验结果

的分歧方面有明显改进，图 8－22 给出典型的 $K^{+12}C$ 弹性散射总截面 σ_T 和反应截面 σ_R 理论计算结果(四种具体方法)。分析指出，其中某些方法给出的理论值仍有 5%～10%的不确定性。

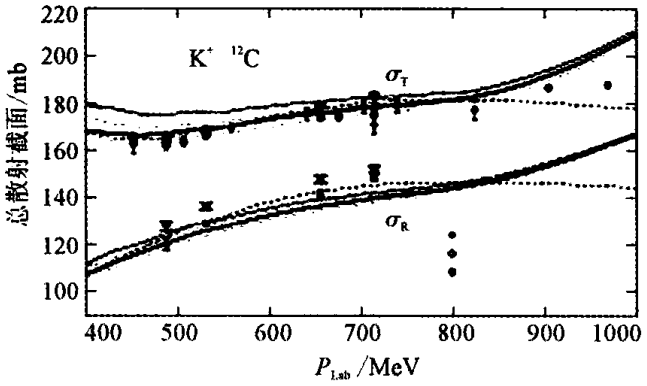


图 8－22　$K^{+12}C$ 弹性散射总截面 σ_T 和反应截面 σ_R 理论计算值与实验值的比较　理论曲线包括全折叠计算(粗实线)，“在壳”和“离壳”$t\rho$ 近似计算(点线和细实线)，以及使用简化可分离 KN 二体势的全折叠计算(虚线)[199－202]。

如前所述，各种 K^+A 光学势理论计算大多是以 K^+N 二体散射振幅或二体 t 矩阵元作为输入量。要澄清上述问题需要更精确的理论计算和与实验数据的认真比较。过去一直采用 Martin 由实验数据定出的欠精确的 K^+N 二体振幅[143]，现在已经有了比较精确的 K^+N 二体散射实验数据和相应的理论值可以利用[191]。

近期对 K^+A 光学势与 K^+A 散射的微观理论研究[192]采用了乔治·华盛顿大学核研究中心提出的方法[193]，在全折叠光学势理论框架下，直接利用最新的 K^+N 二体散射分波相移来构造在壳和离壳二体散射 t 矩阵，进而确定 K^+A 光学势和进行截面计算，其中包含了主要的核介质效应修正。该方法得到了较好的结果。

§8.6　K^-A 散射

8.6.1　K^-A 弹性散射

由上一章(7.55)式可知，在冲量近似下，坐标空间的一级光学势为

$$\langle \boldsymbol{r} \mid V^{(1)} \mid \boldsymbol{r}' \rangle = \frac{A}{(2\pi)^3}\int \mathrm{d}^3 z \mathrm{d}^3 k \mathrm{d}^3 k' \langle k' \mid t(\omega) \mid k \rangle \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k-k')\cdot Z}\rho(Z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}k'\cdot r - \mathrm{i}k\cdot r'}, \quad (8.66)$$

其中 $\langle k'|t(E)|k\rangle$ 是 K 介子-核质心系 t 矩阵，$\rho(Z)$ 是核密度。如果把 t 矩阵元因子提出积分号外则有 $t\rho$ 近似下的一级光学势公式。代入 KN 自由二体散射 t 矩阵与 KN 自由二体散射振幅 f 的关系式 $f_{KN} = -\frac{m}{2\pi}t_{KN}$，原则上就可以由实验测定的 KN 自由二体散射

振幅 f 来唯象地求出 K 核光学势。

然而，有几个重要的具体问题应该注意。第一，关于 t 矩阵元的“在壳”和“离壳”问题。KN 自由二体散射 t 矩阵元的一般形式为$\langle \boldsymbol{p}' | t_{\mathrm{KN}}(E) | \boldsymbol{p} \rangle$。这个矩阵元的“在壳”值是$\langle \boldsymbol{p}_E' | t_{\mathrm{KN}}(E) | \boldsymbol{p}_E \rangle$，可由 KN 自由二体散射振幅 f 的实验数据得到。这里 $\boldsymbol{p}_E$ 是与能量 E 对应的动量。然而在求解包含 KA 光学势的波动方程时还需要 t 矩阵元的“离壳”值。靶核作为多核子系统，入射 K 介子与核的散射过程中，K 介子可以达到核内一个核子到另一个核子的虚态。这些信息无法由单个核子靶的散射得到，因为这时初末态均为“在壳”。所以还需要找到适当的“离壳”矩阵元的形式。在实际进行理论分析时，往往不得不从实验数据出发唯象地处理。

实际上，K^- A 弹性散射类似于 $\pi^{\pm}$ 介子与原子核的散射(详见本书第 7 章)，理论分析方法也是类似的。关键是由 K^- N 二体相互作用确定 K^- A 光学势，代入波动方程求出 K^- 介子扭曲波，进而确定 K^- A 弹性散射微分截面。K^- A 光学势 V_{opt} 由核密度 ρ 和 K^- N 二体相互作用折叠积分构造出来，其形式为

$$V_{\mathrm{opt}}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{8\pi^3}\int [Z\rho_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{q})t_{\mathrm{A}}^{\mathrm{p}}(\boldsymbol{q}) + N\rho_{\mathrm{n}}(\boldsymbol{q})t_{\mathrm{A}}^{\mathrm{n}}(\boldsymbol{q})]\mathrm{e}^{-\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}\mathrm{d}\boldsymbol{q}, \tag{8.67}$$

其中 q 为 K^- A 质心系中的动量转移。t_{A} 是 K^- A 质心系中的二体 t 矩阵，它与质心系中 K^- N 二体 t 矩阵的联系为

$$t_{\mathrm{A}} = t_c\left[\frac{E_k(k_{\mathrm{C}})E_k(k'_{\mathrm{C}})E_{\mathrm{N}}(k_{\mathrm{C}})E_{\mathrm{N}}(k'_{\mathrm{C}})}{E_k(k_{\mathrm{A}})E_k(k'_{\mathrm{A}})E_{\mathrm{N}}(k_{\mathrm{A}})E_{\mathrm{N}}(k'_{\mathrm{A}})}\right]^{+}。 \tag{8.68}$$

对于类似 ^{12}C 的 $N=Z$ 轻核，可以简单地认为核中的质子密度 ρ_{p} 和中子密度 ρ_{n} 相等。K^- N 散射的二体 t 矩阵 t_c 可以由无自旋翻转 K^- N 振幅得到，

$$t_c = -\frac{E_k(k_{\mathrm{C}})}{k_{\mathrm{C}}}\sum[(l+1)T_l^{+} + lT_l^{-}]P_l(\cos\theta_{\mathrm{C}})。 \tag{8.69}$$

式中 $T_l^{\pm}$ 为自旋 $j=l\pm1/2$ 的分波散射振幅，由 K^- N 散射数据[208]确定。

K^- A 弹性散射扭曲波可由以下波动方程得到，

$$\left[\nabla_1^2 + \frac{L^2}{h^2r^2} + k^2 - 2E'(U_{\mathrm{N}} + U_{\mathrm{C}})\right]\chi^{(\pm)}(\mathbf{r}) = 0, \tag{8.70}$$

其中

$$\begin{aligned} U_{\mathrm{N}} &= V_{\mathrm{opt}}(r),\ U_{\mathrm{C}} = V_{\mathrm{C}}(r), \\ k^2 &= E^2 - m_0^2,\ E' = E。 \end{aligned} \tag{8.71}$$

这里 $V_{\mathrm{C}}(r)$是通常的库仑势，k 和 E 分别是 K^- 介子在 K^- A 质心系中的动量和总能量，m_0 是 K^- 介子的静止质量。经数值求解得到 K^- 介子扭曲波函数 $\chi^{(\pm)}(r)$后，利用标准的微分截面公式对 K^- ^{12}C 弹性散射可计算出图 8－23 的结果[209]。对(K^-，π^-)奇异性交

换反应(见下)的严格分析也需要计算 K^-(以及 π^-)的扭曲波。

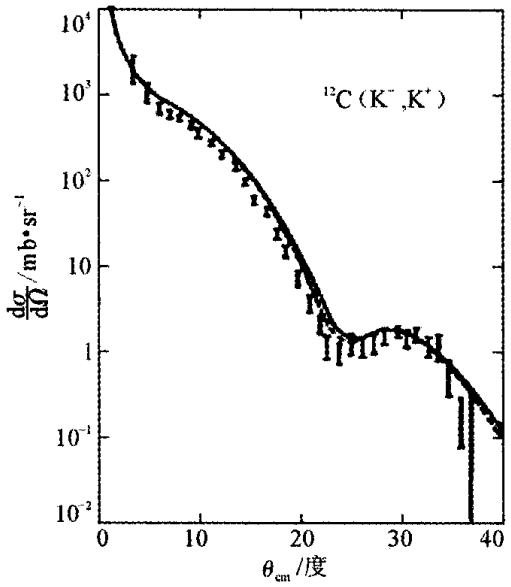


图 8－23　$K^{12}C$ 弹性散射截面　实线和虚线分别表示未考虑费米平均和考虑费米平均的结果[122]。

8.6.2　K^-A 光学势与 K^-A 散射

对 K^-A 相互作用强度 V_K 的研究已有 10 余年历史。但是，由于 V_K 值大小涉及 K 核束缚态能否存在以及中子星内部能否出现 K 凝聚等方面，K^-A 相互作用强度 V_K 迄今仍是一个受关注的问题。不同的理论结果和实验结果给出的 V_K 值相差很大，对研究现状还难于给出一致性总结。下面仅例举若干具体情况简单予以介绍。

在 K^-A 散射实验方面，最近 KaoS 合作组[210]给出的实验估计值为 $V_K \approx -80$ MeV，而 Kishimoto 等人由 $^{12}C(K^-, N)$ 反应实验的丢失质量谱研究发现[211]，若取 $V_K \approx -190$ MeV 就可以很好地符合 $^{12}C(K^-, n)$ 反应的实验数据，若取 $V_K \approx -160$ MeV 就可以很好地符合 $^{12}C(K^-, p)$ 反应的实验数据。这一实验结果认为 K 核势阱深度已足够深，并明确支持中子星内部能出现 K 凝聚。

文献[212]在相对论平均场理论框架下对 ^{12}C、^{16}O、^{40}Ca 和 ^{208}Pb 核内单介子动力学和多介子动力学进行了自洽计算，其中仔细考虑了 P 波共振 $\Sigma(1385)$ 和转换过程 $N \to \pi + \Lambda$ 与 $N+N \to Y+N$ 的贡献。计算结果发现，当多介子核内介子数目增加时，介子平均束缚能会达到饱和。进而得出结论说，强子密度的增加并不能导致任何 K 凝聚。

在 K 原子实验方面，迄今的实验数据既可以导致“深”K 核势阱，也可以导致“浅”K 核势阱。“浅”K 核势阱是与手征理论计算结果一致的；而“深”K 核势阱又是 K 核强束缚态所要求的。为了澄清上述不确定性，文献[213]的作者利用泛函导数分析得出结论说，由拟合 K 原子实验数据得到的势阱，只有深势阱才适合用于核内部的 K 核势。

8.6.3 K^-A 势深度的进一步研究

对 K^-A 相互作用势的研究具有特殊的重要性，因为它与一系列重要的中高能奇异性核物理问题有关，包括 K^- 原子态、K^-A 深束缚态、K^-A 散射过程、核碰撞过程中的 K^- 产生、核物质中的 K^- 凝聚等等。例如理论分析表明[214]，核物质中能否存在 K^- 凝聚，与 K^-A 势的深度相关：如果势阱较深(如 180 MeV)，则可能有 K^- 凝聚出现；如果势阱深度较浅(如 80 MeV)，则不可能存在 K^- 凝聚。

在简单的唯象理论中，强子的光学势 V_{opt} 的实部通常与核介质内强子的有效质量 m^* 有关，

$$m^* = m_0 + \mathrm{Re}[V_{opt}]。 \tag{8.72}$$

此处 m_0 是真空中的强子质量。

通常由测量 K^- 原子态的 X 射线数据可以得到 K^-A 相互作用的信息。现有的理论研究方法主要有：NJL 模型、夸克-介子耦合(QMC)模型、有效场论方法、QCD 求和规则等。然而各种方法对 K^-A 光学势的深度给出定量上完全不同的预言，不确定范围相当宽，有些甚至在大动量区出现排斥作用[215]。在正常核物质密度下，部分唯象理论给出的势阱深度值有：

(1) $\mathrm{Re}[V_{opt}] \approx -(200 \pm 20)$ MeV (拟合 K 原子数据的唯象密度相关模型)；

(2) $\mathrm{Re}[V_{opt}] \approx -(180 \pm 20)$ MeV (拟合 K 原子数据的相对论平均场模型)；

(3) $\mathrm{Re}[V_{opt}] \approx -80 \sim -120$ MeV (重离子碰撞中对 K^- 介子产额的分析结果)；

(4) $\mathrm{Re}[V_{opt}] \approx -50$ MeV (由 K 原子的手征耦合道理论)。

为说明对 K^-A 光学势深度理论预言的详细情况，在表 8-4 中列出了 1991—2007 年间不同文献对 K^-A 光学势深度的估计值。其中较典型的两类取值是[216]：①非常深的吸引势：$-\mathrm{Re}[V_{opt}] \approx 150 \sim 200$ MeV；② 相对浅得多的势：$-\mathrm{Re}[V_{opt}] \approx 50 \sim 80$ MeV。这两种明显不同的相互作用势都可以描述 K 原子特定的 X 射线实验数据，包括能级移动和能级宽度等。

表 8-4 正常核物质密度下 K^- 介子与原子核相互作用势的深度

Re[V](MeV)	动量相关	年份	相关文献
−200	否	1991	Brown G E, Rho M. Phys Rev Lett, 1991,66:2720.
−200	否	1994	Brown G E, et al. Nucl Phys A, 1994,567:937.
−180	否	1995	Li G Q, et al. Nucl Phys A, 1995,594:460.
−200	否	1996	Weise W. Nucl Phys A, 1995,594:460.
−180	否	1997	Batty C J, et al. Phys Rept, 1997,287:385.
−160	否	1997	Schaffner-Bielich J, et al. Nucl Phys A, 1997,625:325.
−140～−50	是	1998	Sibirtsev A, Cassing W. Nucl Phys A, 1998,641:476.
−150	否	1998	Tsushima T, et al. Phys Lett B, 1998,429:239.

续　表

Re[V](MeV)	动量相关	年份	相关文献
−100～+60	是	2000	Schaffner-Bielich J, et al. Nucl Phys A, 2000,669:153.
−80～−66	否	2000	Ramos A, Oset E. Nucl Phys A, 2000,671:481.
−87～−55	是	2001	Tolos L, et al. Nucl Phys A, 2001,690:547.
−55	否	2001	Cieply A, et al. Nucl Phys A, 2001,696:173.
约 80	(实验)	2006	Scheinast W, et al. Phys Rev Lett,2006,96:072301.
约 80	是	2007	Dang L, et al. Phys Rev C, 2007,75:068201.

尽管各种理论模型对 K^-A 光学势强度的认识仍有不小分歧，但对其具有强吸引性质的看法是基本一致的。近年来，有些理论和实验研究认为 K^-A 光学势的动量相关性不能忽略[215, 217, 218]。K^- 产生过程中 K^- 谱低动量部分对势强度最敏感。在小于 300 MeV 的低动量区域，不同方法对 K^-A 势估计值的分歧最大，如图 8－24 所示。

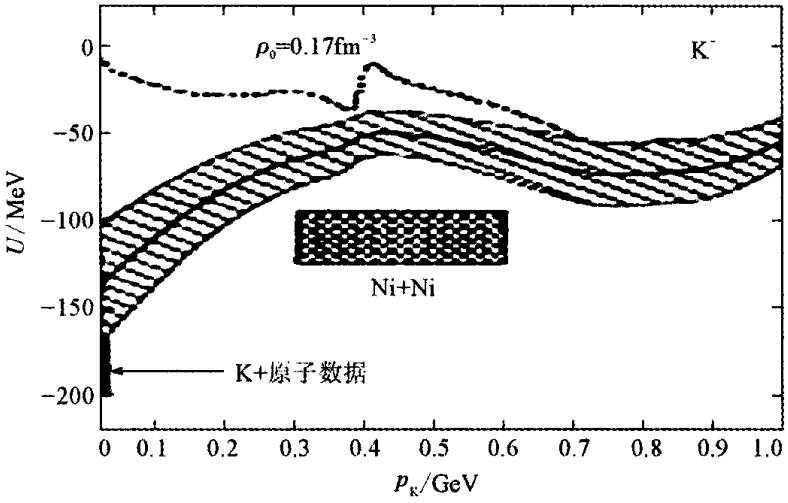


图 8－24　在核饱和密度附近 K^-A 相互作用势深度与 K^- 介子动量的关系　虚线是采用真空中 K^-N 散射振幅计算的结果；粗实线是去除了 Σ(1385) 和 Λ(1405) 共振并对费米动量求平均的结果，斜线区域表示该计算的不确定范围；箭头是分析 K^- 原子谱给出的数据；中间的长方形区域表示在 NiNi 碰撞中对 K^- 产生过程的分析结果[221]。

8.6.4　K^-A 势深度的动量相关性

在理论分析中如何把上述 K^-A 光学势动量相关性反映出来？最简单的唯象方法是假设动量相关 K^-A 光学势的实部和虚部可以分别表示为：

$$\mathrm{Re}U(\rho(\mathrm{r}),\ p_K) = f(p_K)\mathrm{Re}U(\rho(r)), \tag{8.73a}$$

$$\mathrm{Im}U(\rho(\mathrm{r}),\ p_K) = f'(p_K)\mathrm{Im}U(\rho(r)). \tag{8.73b}$$

其中 $\mathrm{Re}U(\rho(r))$，$\mathrm{Im}U(\rho(r))$是只与核密度有关而与动量无关的势函数，它们可取为唯象的密度相关势[222, 223]，或由相对论平均场(RMF)理论导出[224—227]。以上(8.71)式的处理只是在原来的动量无关势函数基础上唯象地乘一个动量相关因子。对特定的入射动量，上式中的动量相关因子 $f(p_K)$和 $f'(p_K)$为常数。在文献[218]中，我们提取出的动量相关因子 $f(p_K)$具有以下简单形式：

$$f(P_K) \approx 341 + 823\exp(-2.5p_K)/1\,164。 \tag{8.74}$$

图 8－25 给出采用动量相关光学势(8.73)和(8.74)计算动量为 $p_K = 800$ MeV 时 K^-介子与^{12}C 和^{40}Ca 核弹性散射微分截面的例子[218]。可以看到，适当地考虑光学势的动量相关性之后，相对论平均场模型(relativistic mean field model)、唯象密度相关模型(phenomenological density correlation model)和混杂光学势模型(confounding optics potential model)都可以比较好地符合 K^-A 弹性散射微分截面，其中动量相关的混杂势模型计算出的 p_K＝800 MeV 微分截面曲线与实验结果符合最好，这与 Friedman 等人针对 K^-原子数据比较分析的结论一致[219]。

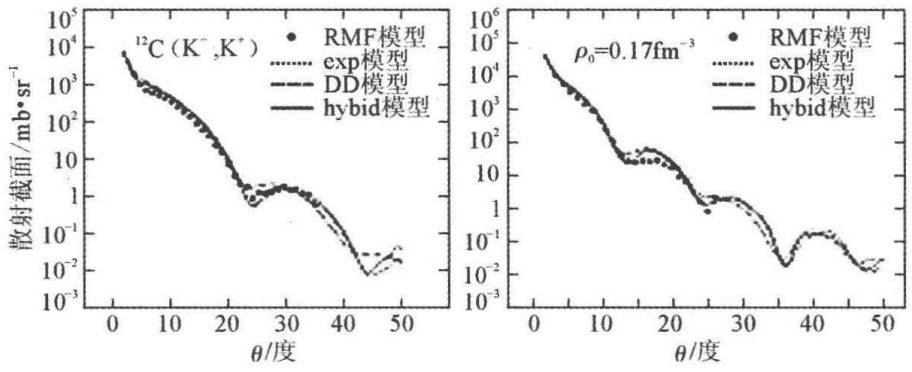


图 8－25　入射动量为 p_K＝800 MeV 时，K^-介子与^{12}C 和^{40}Ca 核弹性散射微分截面　实验数据用黑圆点表示，图中三种曲线分别表示相对论平均场(RMF)模型、唯象密度相关(DD)模型和混杂(hybrid)光学势模型的计算结果[218]。

8.6.5　K^-A 光学势动量相关性的 RMF 分析

为进一步澄清 K^-A 相互作用的机理，澄清 K^-A 光学势的强度大小以及与核密度和 K^-动量的依赖关系，我们在相对论平均场(RMF)框架下对 K^-A 光学势的动量相关性进一步作了理论分析[220]。前人工作已经指出，在通常的 RMF 理论框架下(点粒子)无法得到 K^-A 光学势的动量相关性，为引入动量相关“形状因子”，必须考虑 K 介子的内部结构[228]。为此可以仿照夸克-介子耦合(QMC)模型的近似处理方法[229, 230]，即只考虑 K 介子内 u，d(或反 u 反 d)夸克间交换 σ 和 ω 介子，忽略来自 s 夸克的贡献。朴素夸克模型把 K 介子当作两夸克系统，引入一个指数型“形状因子”$\exp(-p_k^2/4\kappa^2)$，来修正相应的费恩曼图中的相互作用耦合顶点。类似的作法已广泛应用于强子物理的各种计算

中[231—233]。在 RMF 框架下，KN 相互作用拉格朗日量由交换标量介子 σ 和矢量介子 ω 来描述，即

$$\mathcal{L}_\sigma = g_{\sigma K} m_K \overline{K} \sigma K , \tag{8.75}$$

$$\mathcal{L}_\omega = \mathrm{i} g_{\omega K} \overline{K} \omega^\mu \partial_\mu K + \mathrm{h.c.}。 \tag{8.76}$$

其中符号 K，σ 和 ω 等表示相应的介子场量，$g_{\sigma K}$ 和 $g_{\omega K}$ 分别表示标量耦合常数和矢量耦合常数。把 σ 和 ω 介子场近似用平面波代替，并假定散射转移动量 q 近似与 K^- 入射动量 P_K 成正比，$q = c p_K$，经简单代数运算，(8.75)、(8.76)式可化为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\sigma &\approx g_{\sigma K} F(p_K^2) m_K \overline{K} K \sigma , \\ \mathcal{L}_\omega &\approx \mathrm{i} g_{\omega K} F(p_K^2) [\overline{K} \partial_\mu K - K \partial_\mu \overline{K}] \omega^\mu 。 \end{aligned} \tag{8.77}$$

其中 $F(p_K^2) = \exp(-p_K^2/4\kappa^2)$ 为“形状因子”，于是通常 RMF 框架下的 KN 相互作用的拉格朗日量可写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_K = {} & \partial_\mu \overline{K} \partial^\mu K - m_K^2 \overline{K} K - g_{\sigma K} m_K F(p_K^2) \overline{K} K \sigma \\ & - \mathrm{i} g_{\omega K} F(p_K^2) [\overline{K} \partial_\mu K - K \partial_\mu \overline{K}] \omega^\mu \\ & + [g_{\omega K} F(p_K^2) \omega^\mu]^2 \overline{K} K , \end{aligned} \tag{8.78}$$

进而可得 K 核光学势实部[234]，

$$\mathrm{Re}U = [g_{\sigma K} m_K \sigma_0 - 2 g_{\omega K} E_K \omega_0 - F(p_K^2)(g_{\omega K} \omega_0)^2] \cdot F(p_K^2)/2m_K 。 \tag{8.79}$$

它的动量相关性已通过所包含的“形状因子”$F(p_K^2)$ 反映出来。注意，这时 K 介子能量表示式也是动量相关的[234]，

$$E_K = \sqrt{m_K^2 + g_{\sigma K} F(p_K^2) m_K \sigma_0 + p_K^2} - g_{\omega K} F(p_K^2) \omega_0 。 \tag{8.80}$$

按照文献[234]，此处耦合常数 $g_{\sigma K} = 2.088$，$g_{\omega K} = 3.02$，是通常 RMF 理论中常用的数值。

KA 光学势虚部不能直接由 RMF 理论导出。为得到 KA 光学势虚部仍采取文献[234]的方法，即取

$$\mathrm{Im}U = -f \cdot [F_2(p_K^2)]^2 \cdot \left[\frac{E_K}{m_K} W_0 \frac{\rho}{\rho_0} \right] 。 \tag{8.81}$$

此处 $F_2(p_K^2) = \mathrm{e}^{-p_K^2/(4\beta^2)}$，其中的参数 β 和“形状因子” $F(p_K^2) = \exp(-p_K^2/4\kappa^2)$ 中的参数 κ 均可由 K 核散射实验数据确定。由 $p_K = 800$ MeV 的 $K^{-12}C$ 和 $K^{-40}Ca$ 弹性散射微分截面数据定出 $\kappa = 0.275$ GeV 和 $\beta = (0.49, 0.44, 0.42)$ GeV（分别对应于 $W_0 = 50, 65, 80$ MeV）。我们计算出的正常核物质中 K^- A 光学势的实部和虚部随入射 K^- 动量的变化如图 8－26 所示（实点线），图中也给出了其他模型结果[220]。

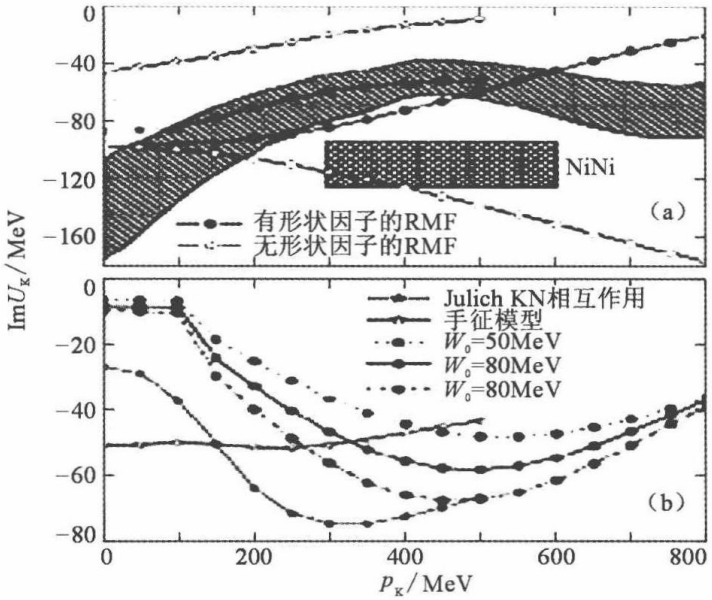


图 8-26 (a) K^-A 光学势的实部随入射 K^- 动量的变化
(b) K^-A 光学势的虚部随入射 K^- 动量的变化

8.6.6 K^- 介子的平均自由程

我们首次研究了 K^- 介子在核物质内的平均自由程(mean free paths, MFP)。K^- 介子的平均自由程 λ,定义为

$$\lambda = \frac{1}{2k_1}。 \tag{8.82}$$

由文献[294, 301]可以得到 K^- 介子的平均自由程 λ 表达式,即

$$\lambda = \frac{1}{2}\left\{-m_{K^-}\left(E_K - m_{K^-} - \mathrm{Re}U_{K^-(\rho K,\rho(r))} + \frac{(E_{K^-}-m_{K^-})^2}{2m_{K^-}}\right) + m_{K^-}\right.$$
$$\left.\left[\left(E_{K^-} - m_{K^-} - \mathrm{Re}U_{K^-(\rho K,\rho(r))} + \frac{(E_K - m_K)^2}{2m_{K^-}}\right)^2 + \mathrm{Im}U^2_{K(\rho K,\rho(r))}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{-\frac{1}{2}}。 \tag{8.83}$$

上式中 E_{K^-} 为质心系中入射负 K 介子的总能量,与其入射动能 T_{Lab} 的关系为

$$E = \frac{m_K^2 + m_T(m_K + T_{\mathrm{Lab}})}{[(m_K) + m_T)^2 + 2m_T T_{\mathrm{Lab}}]^{1/2}}。 \tag{8.84}$$

其中 m_T 是靶核的质量。

平均自由程与粒子在核物质的介质效应密切相关,同时也是总结大量粒子散射实验数据的重要概念,因为它与粒子的散射截面有一简单的 $\lambda = 1/\rho\bar{\sigma}$ 关系。另一方面,我们也可以通过平均自由程得到粒子与核子或核相互作用的信息。有关核子的

平均自由程已做了大量研究，并且 RMF 已经被用来研究核子的 MFP[235−238]。我们在相对论平均场的框架下首次研究了 Λ 和 Ξ⁻ 超子的平均自由程[239]：研究究奇异粒子的平均自由程可以提供核介质中带奇异夸克的强相互作用的信息，并且可以弥补奇异性粒子散射数据缺乏的不足。本文尝试在相对论框架下研究 K^- 介子在有限核中的 MFP，并与介子交换模型和手征模型得到的 K 核光学势对应的平均自由程比较。

由上节计算出的动量相关 K^- 核光学势的实部和虚部即可计算 K^- 介子的平均自由程 λ。另一方面，还可按照平均自由程 λ 的另一定义：$\lambda = 1/\sigma\rho$ 来计算 K^- 介子的平均自由程，此处 $\sigma = (\sigma_{Kn} + \sigma_{Kp})/2$ 是 K^- 介子与质子(K^- p)和 K^- 介子与中子(K^- n)的平均二体散射总截面[241]，ρ 是靶核密度。

按照上述两种定义计算的 K^- 介子的平均自由程 λ 见图 8－27。由仔细分析不同情形下的 K^- 介子平均自由程得出的 K^- A 光学势实部和虚部深度推荐值分别为 $V_0 = 83$ MeV 和 $W_0 = 65$ MeV。值得指出，最近的实验结果表明，正常核密度下介质内 K^- N 相互作用强度约为 80 MeV[242]。

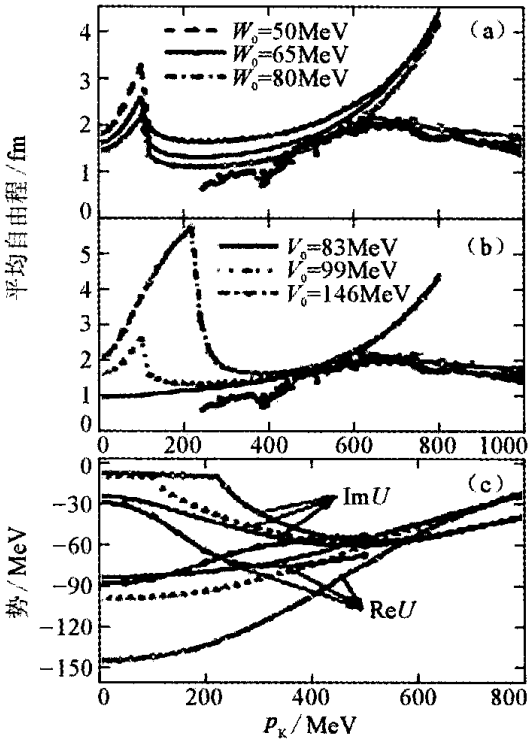


图 8－27　K^- 介子的平均自由程 λ 计算结果[220]

(a) 通过比较，K^- 核光学势虚部深度推荐值为 $W_0 = 65$ MeV (对应于参数 $\beta = 0.44$ GeV)；(b) 由二体散射截面实验值提取的 K^- 介子平均自由程，通过比较，K^- 核光学势实部深度推荐值为 $V_0 = 83$ MeV (对应于参数 $\kappa = 0.285$，或耦合常数 $g_{\sigma K} = 1.044$)；(c) 与Jülich KN 相互作用模型结果[240]的比较。

§8.7　K 介子探针的其他相关问题

8.7.1　中性 K 介子散射

在 8.3.1 节介绍了中性 K 介子的衰变。短寿命的中性 K 介子 K^0_S 衰变到 2π 态，长寿命的中性 K 介子 K^0_L 衰变到 3π 态。上面介绍了 K^+N 散射实验的一般情况，侧重讨论了 KN 散射($I=1$)的情形，即 K^+p 散射。实验上也测量了 $I=0$ 的 KN 散射，包括以下弹性过程和电荷交换过程(其中涉及中性 K 介子散射)：

$$K^+ + n(p) \rightarrow K^+ + n(p),$$
$$K^+ + n(p) \rightarrow K^0 + p(p),$$
$$K^0 + p \rightarrow K^+ + n,$$

$$K_L^0 + p \rightarrow K_S^0 + p。$$

这些实验是通过测量末态粒子的衰变来完成的，

$$K_L^0 + p \longrightarrow K_S^0 + p \quad (\rightarrow \pi^+ + \pi^-),$$

$$K_L^0 + p \longrightarrow \Lambda + \pi^+ \quad (\Lambda \rightarrow p + \pi^-),$$

$$K_L^0 + p \longrightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^0 \quad (\Lambda \rightarrow p + \pi^-),$$

以及

$$K_L^0 + p \longrightarrow \Sigma^0 + \pi^+ \quad (\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma,\ \Lambda \rightarrow p + \pi^-)。$$

实验的详细情况见表 8－5。其中参考文献顺序见[243]原文。作为例子，表中 A 项实验测量的数据示于图 8－28。文献[243]对 1.89 GeV 以下 KN 散射（$I=0$）实验数据进行了散射振幅的分波分析，没有发现任何共振行为。然而通过 P 矩阵[244]分析发现 S 波和 P 波的分波振幅存在极点，据认为这可能是多夸克态的体现。

表 8－5　不同动量范围 KN 散射（$I=0$）实验一览表

	实验类型	文献	动量值数目（数据数目）	动量范围（GeV）
A.	$K_L^0+p\rightarrow K_S^0+p$	11	1(19)	0.550
	微分截面	12	12(224)	0.470～0.790
		13	9(169)	0.650～1.200
B.	$K^++n\rightarrow K^++n$ 极化	14	4(36)	0.851～1.193
C.	$K^++n\rightarrow K^0+p$ 极化	26	1(5)	0.600
		15	4(32)	0.851～1.193
D.	$I=0$ 总截面	16	2(2)	1.141～1.191
		17	19(19)	0.412～1.065
E.	$I=0$			
	非弹性总截面	18	9(9)	0.640～1.210
F.	$K^++n\rightarrow K^++n$	19	9(153)	0.640～1.210
	微分截面	20[a]	7(75)	0.434～0.936
G.	$K^++n\rightarrow K^0+p$	21	4(32)	0.252～0.587
	微分截面	22	3(54)	0.690～0.890
		23	9(162)	0.640～1.210
		24	3(54)	0.865～1.210
		20[a]	7(114)	0.434～0.936
H.	$K_L^0+p\rightarrow K^++n$			
	微分截面	25	6(83)	0.650～1.150

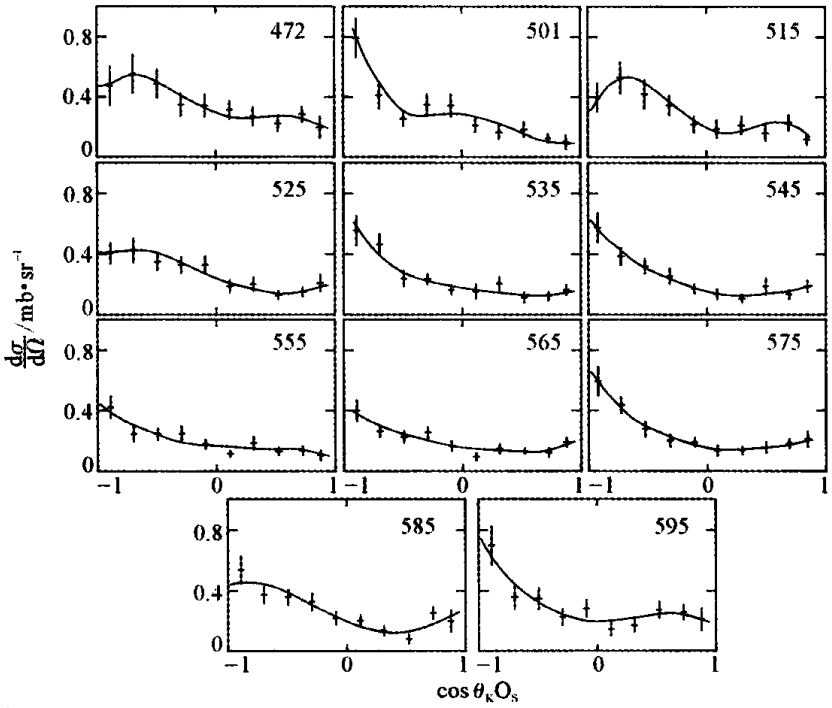


图 8－28　$K^0_L+p\to K^0_S+p$ 微分截面实验数据[243]

8.7.2　重子产生

如果入射 K^+ 能量超过非弹性阈能，末态可能产生新粒子。早期文献曾报道[245]，利用入射动量为 2.53 GeV，2.76 GeV 和 3.20 GeV 的 K^+p 反应：$K^++p\to K^0+p+\pi^+$，$K^++p\to K^++n+\pi^+$ 和 $K^++p\to K^++p+\pi^0$，研究过重子共振 $\Delta(1236)$，$N^*(1400)$，$N^*(1500)$和 $N^*(1680)$的产生截面。当入射动量提高到 3.0～16.0 GeV，则可发生以下反应：$K^++p\to K^{*+}(890)+p$，$K^++p\to K^{*+}(1420)+p$ 和 $K^++p\to K^0+\Delta^{++}$[246]，这类反应过程也可以像其他产生强子过程一样用来研究强子谱。早期还有人提出 $I=0$ 的 KN 散射 P 波相移很大(正号)，K^+n 道末态可能存在能量不高的 Z^*_0 态[247]。直到 1995 年以后正式提出了存在 Z^*_0 粒子($\bar{q}q^4$ 态，Θ^+ 粒子)的理论预言[248, 249]。

自 2003 年初，开始陆续有十多家国际知名实验室宣布找到了五夸克态(five-quark state)(如 $uudd\bar{s}$)存在的实验证据[250, 251]，并迅速涌现出千百篇有关五夸克态的论文。到 2004 年 $\Theta^+(1540)$已被列入权威的粒子数据表 PDG 中(3 星级粒子)[252]。然而，随着实验工作和理论分析的深入，人们逐步认识到原来的实验证据多数是不可靠的(数据统计问题等)，许多实验室陆续否定了自己一二年前发表的实验结果，五夸克态存在的证据逐渐变得越来越站不住脚，2006 年 PDG 也把 Θ^+ 粒子降为 1 星级[253]。不过理论和实验的探索工作迄今尚未完全终止[254—256]。

8.7.3　奇异性交换反应

(1) 魔幻动量

假定入射 K^- 介子、静止靶粒子、所产生的 Λ 超子和剩余粒子的质量分别为 m_1，m_2，

m_3，m_4，则超子的反冲动量 p_y 与入射粒子动量 p_{K^-} 之间的关系可由能量动量守恒关系确定为

$$p_y = \frac{1}{2}(f_\lambda^2 - p_\lambda^2\cos^2\theta)^{-}1\{p_\lambda\cos\theta(f_\lambda^2 -+ m_3^2 - p_{14}^2) - f\lambda[(f_{\lambda+}^2 - p_{14}^2)\cdot(f_{\lambda-}^2 - p_{14}^2) + 4p_\lambda^2 m_3^2\cos^2\theta]^{1/2}\}。 \tag{8.85}$$

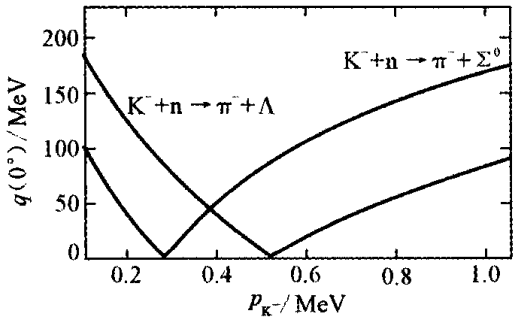


图 8-29 超子反冲动量 $q(0°)$ 与入射 K^- 介子动量 p_{K^-} 之间的关系

其中 θ 为出射 Λ 超子与入射方向的夹角，$\theta=0$ 时的 p_y 值记为 $q(0°)$，可以得到 Λ 超子反冲动量 $q(0°)$ 与入射粒子动量 p_{K^-} 之间的关系（图 8-29）。由图可看出，当 $p_{K^-}=0.53$ GeV 时，产生 Λ 超子动量可为零，即所产生的 Λ 超子是静止的（形成超核）。与此对应的入射 K^- 介子动量值称为魔幻动量。碰撞前 K^- 介子的奇异性转换为末态 Λ 超子的奇异性。

8.7.4 超核产生

通常的原子核并不具有奇异性自由度，其中并不包含 s 夸克（奇异量子数 $S=-1$）。超核则是包含奇异性的原子核。实验上可以通过电磁探针[257]和强子探针（hadron probe）[257—259]产生超核。

(K^-，π^-)或(π^+，K^+)等核反应使靶核中的一个核子转变成一个超子，例如，Λ 超子或 Σ 超子等，从而形成 Λ 超核或 Σ 超核，它们具有一定寿命。Λ 超子和 Σ 超子中都包含一个 s 夸克（$S=-1$），实验上也发现了少数双 Λ 超核（$S=-2$）的事例。直到目前，对超核物理的实验研究和理论研究仍相当活跃。

如上所述，如果奇异性交换反应发生在原子核内，在入射 K^- 介子动量值达到魔幻动量的条件下可以形成超核。实际上利用各种强子探针和电磁探针来产生超核和研究超核的结构性质是奇异性核物理的主要内容。先驱工作是于 1970 年代在美国布鲁克海文国家实验室进行的强子探针实验，包括奇异性交换反应(K^-，π^-)和协同产生反应(π^+，K^+)，以及后来 JLab 利用电子探针产生超核的(e，e′K^+)反应。上述三种过程的元过程如图 8-30 所示。

多年来奇异性交换反应(K^-，π^-)和协同产生反应(π^+，K^+)，一直是产生超核的主要核反应（表 8-6），对于静止的靶核，上述二种过程的根本区别在于入射介子转移给 Λ 超子的动量 q 十分不同。对于奇异性交换反应(K^-，π^-)，当入射 K^- 动量小于 800 MeV 时，Λ 得到的动量远小于核内核子的费米动量 $p_F=270$ MeV，因而可以形成低自旋 Λ 超核，Λ 超子与中子 n 置换基本上不影响整个核的波函数，超核波函数可由粒子空穴波函数表示，对于协同产生反应(π^+，K^+)，并不存在使转移动量 q 趋于零的入射 π^+ 介子魔幻动量，对中能区总有 $q\geqslant p_F$，这时很难形成上述低自旋超核态，但可构

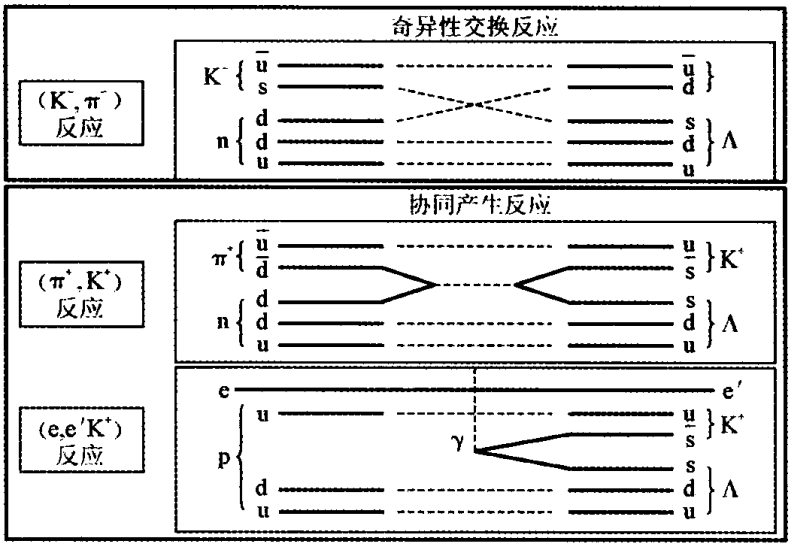


图 8－30　奇异性交换反应（K^-，π^-）和协同产生反应（π^+，K^+）、（e，e′ K^+）元过程的夸克机制

成高自旋组态，这是由于 Λ 超子获得的大线动量只能转变为它的高角动量，所以，（K^-，π^-）过程可形成低自旋态超核，而（π^+，K^+）过程则产生高自旋态超核，二者有一定互补性。

表 8－5　奇异性交换反应（K^-，π^-）和协同产生反应（π^+，K^+）的实验发展年表

实验	年代	探测器	靶核/反应	观测跃迁	参考文献
CERN	1971	NaI	^{6}Li，^{7}Li(K^-_{stop}，γ)	$^{4}_{\Lambda}$H and/or $^{4}_{\Lambda}$He($1^+\to0^+$)	[260]
CERN	1976	NaI	^{6}Li，^{7}Li(K^-_{stop}，γ^{π^-})	$^{4}_{\Lambda}$H($1^+\to0^+$)	[261]
CERN	1979	NaI	^{6}Li，^{7}Li(K^-_{stop}，γ^{π^0})	$^{4}_{\Lambda}$He($1^+\to0^+$)	[262]
BNL E760	1987	NaI	^{7}Li，^{9}Be(K^-_{stop}，$\pi^-\gamma$)	$^{7}_{\Lambda}$Li($5/2^+\to1/2^+$)，$^{9}_{\Lambda}$Be($5/2^+$，$3/2^+\to1/2^+$)	[263]
BNL E781	1997	NaI	^{13}C(K^-，$\pi^-\gamma$)	$^{13}_{\Lambda}$C($1/2^-\to1/2^+$)	[264]
KEK E419	1998	Ge (Hyperball)	^{7}Li(π^+，$K^+\gamma$)	$^{7}_{\Lambda}$Li($3/2^+\to1/2^+$，$5/2^+\to1/2^+$，etc.)	[265，266]
BNL E929	2000	NaI	^{13}C(K^-，$\pi^-\gamma$)	$^{13}_{\Lambda}$C($1/2^-$，$3/2^-\to1/2^+$，etc.)	[267]
BNL E930('98)	2002	Ge (Hyperball)	^{9}Be(K^-，$\pi^-\gamma$)	$^{9}_{\Lambda}$Be($3/2^+\to1/2^+$，$5/2^+\to1/2^+$)	[268]
BNL E930('01)	2004	Ge (Hyperball)	^{16}O(K^-，$\pi^-\gamma$)	$^{16}_{\Lambda}$O($1^-\to1^-$，$1^-\to0^-$)，$^{15}_{\Lambda}$N	[269]
			^{10}B(K^-，$\pi^-\gamma$)	$^{7}_{\Lambda}$Li($7/2^+\to5/2^+$，etc)，$^{9}_{\Lambda}$Be($3/2^+\to1/2^+$)	[270]

续 表

实验	年代	探测器	靶核/反应	观测跃迁	参考文献
KEK E509	2004	Ge (Hyperball)	^{10}B, ^{11}B,… (K^-_{stop}, γ)	$^{7}_{\Lambda}$Li($5/2^+ \to 1/2^+$) (as hyperfragments)	[271]
KEK E518	2004	Ge (Hyperball)	^{11}B(π^+, $K^+\gamma$)	$^{11}_{\Lambda}$B($1/2^+ \to 5/2^+$)	[272]

由于 Λ 超子与核子的自旋相关力很弱，引起的能级分裂很小（仅约数十至数百 KeV），实验测量一直很困难。1990 年代末至 21 世纪初由于日本 KEK 超导 K 谱仪（superconducting kaon spectrometer，SKS）和超球探测系统（hyperball）的问世，上述困难已经解决，并开始了 Λ 超核能谱精细结构的系统研究，其中包括中国原子能科学研究院周书华小组的贡献。已完成$^{7}_{\Lambda}$Li 超核基态自旋翻转 M1 跃迁能量测量和自旋-自旋相互作用强度的提取，以及$^{7}_{\Lambda}$Li 超核中 Λ 超子引起收缩效应的验证。

8.7.5 扭曲波冲量近似

分析中能（K^-，π^-）和（π^+，K^+）反应的标准方法是扭曲波冲量近似，下面简要介绍（K^-，π^-）反应的分析方法。

设靶核自旋为零，（K^-，π^-）反应的零度散射角 DWIA 截面具有以下形式：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^+ \to J^\pi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{0^\circ}_{K^- + n \to \Lambda + \pi^-} N^{J^\pi}_{eff}。 \tag{8.86}$$

上式中 J^π 是超核末态的自旋宇称，即纯 Λ 粒子-中子空穴（ph）组态的 J^π，$(d\sigma/d\Omega)0^\circ$ 是二体元过程 $K^- + n \to \Lambda + \pi^-$ 的截面（有实验数据）。

N^J_{eff} 称为有效中子数[274]，其表达式如下。

$$N^J_{eff} = (2J+1)(2j_\Lambda + 1)(2j_n + 1)\begin{Bmatrix} j_\Lambda & j_n & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{Bmatrix}^2 F_J(q)。 \tag{8.87}$$

在平面波近似下，其中形状因子 $F_J(q)$ 为

$$F_J(q) = \left[\int_0^\infty r^2 dr R_\Lambda(r) R_n(r) j_J(qr)\right]^2。 \tag{8.88}$$

上式积分号内 $R_\Lambda(r)$ 和 $R_n(r)$ 分别是 Λ 和 n^{-1} 的单粒子径向波函数，$j_J(qr)$ 是通常的球贝塞尔函数。理论工作的目的是预言各种（Λn^{-1}）组态下的 N^J_{eff} 值，即（K^-，π^-）“强度函数”。图 8-31 对奇异性交换反应 $K^- + {}^{16}O \to {}^{16}_{\Lambda}O + \pi^-$ 给出一种理论结果[273]。可以看出，低自旋态的贡献起决定性作用。通过理论与实验结果的比较，可以确定哪个实验峰属于哪个特定的（Λn^{-1}）态。这种情况主要出现在轻超核，因为只有轻超核的（Λn^{-1}）组态才彼此分离得开（剩余相互作用引起的组态混合非常小）。（Λn^{-1}）峰的位置十分接近

未扰动的粒子空穴能量。n^{-1}中子穴的单粒子能量取为中子分离能实验值，Λ 超子束缚能($S_{1/2}$)可由超核基态实验数据得到。

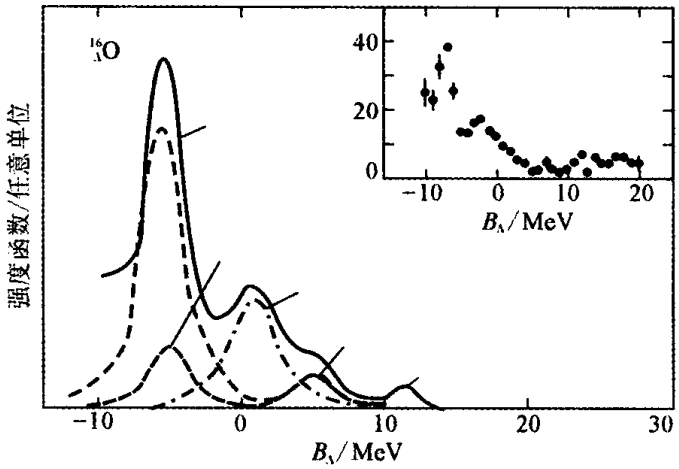


图 8－31　$K^-+{}^{16}O\rightarrow{}^{16}_{\Lambda}O+\pi^-$ 反应的强度函数[273]　点划线和虚线表示每一个(Λn^{-1})的贡献(已做平滑化处理，以模拟实验数据的能量弥散)，实线表示所有(Λn^{-1})态贡献之和。右上角给出 CERN 的相应实验结果，横坐标 B_Λ 为 Λ 超子束缚能。

另一个典型的奇异性交换反应是 $K^-+{}^{12}C\rightarrow\pi^-+{}^{12}_{\Lambda}C$(图 8－32)。K 介子入射动量为 720 MeV，图中左方是出射 π 介子谱，纵轴是零度角 π 介子计数率，横轴是转移能量 B_Λ，即核内 Λ 超子束缚能。1 号峰对应于束缚能 $B_\Lambda=0$，2 号峰($^{12}_{\Lambda}C$ 超核基态)对应于束缚能为 $B_\Lambda=11$ MeV[275]。

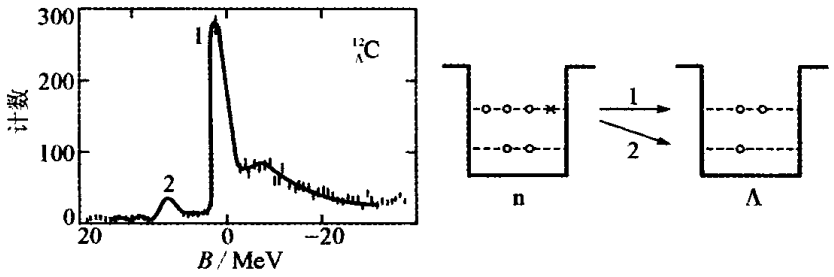


图 8－32　左方是 K 介子入射动量为 720 MeV 的奇异性交换核反应 $K^-+{}^{12}C\rightarrow\pi^-+{}^{12}_{\Lambda}C$ 出射 π 介子谱[275]　纵轴是零度角 π 介子计数率，横轴是转移能量 B_Λ，即核内 Λ 超子束缚能。1 号峰对应于束缚能 $B_\Lambda=0$，2 号峰($^{12}_{\Lambda}C$ 超核基态)对应于束缚能为 $B_\Lambda=11$ MeV。

前面介绍了通过奇异性交换反应产生轻超核 $^{16}_{\Lambda}O$ 和 $^{12}_{\Lambda}C$，以及 $^{16}_{\Lambda}O$ 和 $^{12}_{\Lambda}C$ 的壳层模型粒子-空穴组态激发。实验上也通过协同产生反应(π^+，K^+)来产生超核和研究超核的结构性质，特别是重超核(heavy hypernucleus)[276]。两种重超核丢失质量谱(missing mass

spectrum)的实验结果和壳层模型分析见图 8－33。图中横坐标丢失质量定义为超核质量 M_{HY}与母核质量 M_A 之差，

$$M_{HY} - M_A = (M_{A-1} + M_H - B_\Lambda) - (M_{A-1} + M_N - B_N) = (B_N - B_\Lambda) + 常数。 \tag{8.89}$$

此处 M_A、M_{HY}和 M_{A-1}分别为靶核、超核和超核核芯的质量，而 B_Λ 和 B_N 分别是 Λ 超子和核子在核内的结合能。纵坐标为出射 K 介子相对产额(Yield)。图中对应$^{139}_{\Lambda}$La 和$^{208}_{\Lambda}$Pb 的反应谱均显示出逐渐增高的小峰结构特征，起点约在 $B_\Lambda = 25$ MeV，对应 Λ 超子位于主壳层(s_Λ)。逐渐增高的小峰结构反映一系列次主壳层空穴态被激发，理论上，它们也可由 DWIA 计算[277]。左图给出对$(\pi^+, K^+)^{139}_{\Lambda}$La 反应谱强度贡献较大的三个中子空穴组态 $h_{11/2}^{-1}$、$g_{7/2}^{-1}$、$g_{9/2}^{-1}$；右图对$(\pi^+, K^+)^{208}_{\Lambda}$Pb 也给出二个贡献较大的中子空穴组态 $i_{13/2}^{-1}$、$h_{9/2}^{-1}$。这类研究为了解中重超核结构提供重要信息，且为原子核的壳层结构提供最明显的证据。

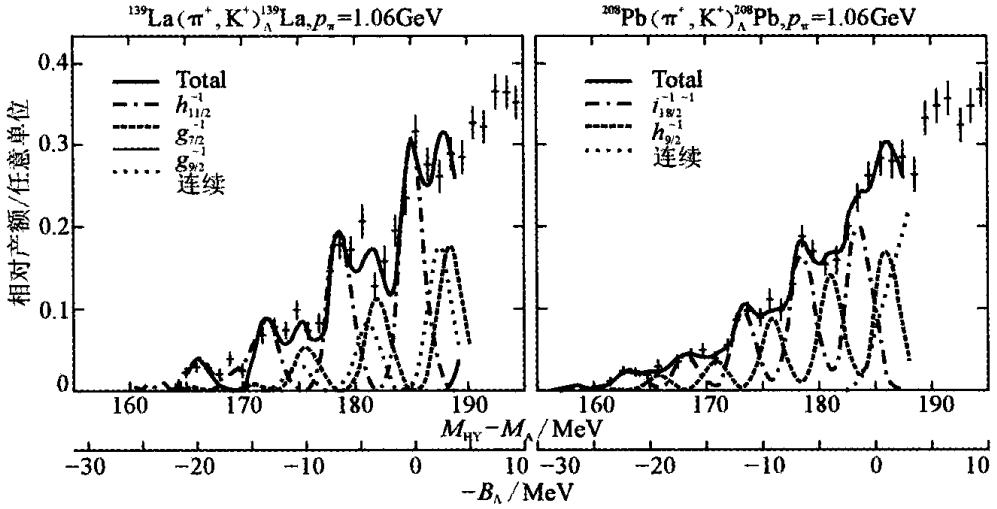


图 8－33　两种重超核丢失质量谱($M_{HY}-M_A$)的实验结果和壳层模型分析[276]

8.7.6　超核结构研究进展

超核物理学近年来不论在实验上还是理论上都有了不少新发展，高精度、高技术实验揭示了有关超核的新现象和新现律。理论研究不仅解释这些有关已知超核(常规超核)的新现象和新规律，并且预言可能存在的新型超核(非常规超核)及其性质。下面将分为常规超核和非常规超核两个方面进行简要评述。

1. 常规超核

如前所述，如果设法在普通核中嵌入超子就成为超核(常规超核)，如果超子中包含奇异(s)夸克就是带奇异量子数的超子，一个 s 夸克携带奇异量子数 $S=-1$，相应带奇异性的超子有 Λ 超子 ($S=-1$)、Σ 超子($S=-1$)、Ξ超子($S=-2$) 等，下面将分别对各种常规超核研究进展予以扼要介绍。

对于单 Λ 超核，理论和实验方面都已做了大量工作，在实验上已发现的超核约有 50 个[278]。对于由轻核到^{208}Pb 的数十个 Λ 超核的单粒子束缚能已由不同理论方法进行了成功的系统学研究。唯象理论描述主要是上节介绍的(壳层模型＋DWIA)方法。对超核态微观描述的主要模型有：(1)相对论平均场(RMF)方法；(2)Brueckner-Hartree-Fock 计算；(3)费米超网链(Hypernet-ted Chain)计算。根据实验测量的高精度数据，结合密度相关的 RMF 方法，可以得到关于核介质中 NN 和 YN 相互作用的重要信息[279, 280]。对于双奇异性(S＝－2)超核和更高奇异性的超核，实验数据还很少，早期的乳胶实验中，只有 3 个可能的 ΛΛ 超核事例[281]。最近 AGS 的 E906 实验观察到了轻 ΛΛ 超核的产生[282]，最轻的可能是$^{4}_{\Lambda\Lambda}$H，由^{9}Be 核的(K^-，K^+)反应生成。双奇异性超核的重要性在于，它是目前实验研究 S＝－2 的重子-重子相互作用的唯一手段[263]。此外，Λ 超核能谱精细结构研究也是近年超核物理的一个重要发展。由于 Λ 超子与核子的自旋相关力很弱，引起的能级分裂很小(仅约数十至数百 keV)，实验测量一直很困难。近年来由于 KEK 超导 K 谱仪(SKS)和超球探测系统的问世，上述困难已经解决并开始了 Λ 超核能谱精细结构的系统研究，其中包括中国原子能科学研究院周书华小组的贡献[283]。已完成$^{7}_{\Lambda}$Li 超核基态自旋翻转 M1 跃迁能量测量和自旋-自旋相互作用强度的提取，以及$^{7}_{\Lambda}$Li 超核中 Λ 超子引起收缩效应的验证。

超核实验研究属于核物理的中高能区。兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)将是我国唯一一台工作在中高能区的核物理实验装置。已有的理论与实验研究表明，在 CSR 能区附近的 NN 碰撞或质子-核碰撞可以产生带有奇异性自由度的 K 介子和超核，这将有力推进我国的超核物理研究。

对于 Σ 超核，1990 年前后曾报道($K, \pi^{\pm}$)实验得到了一个窄峰——Σ 束缚态($A\geqslant 6$ 的 Σ 超核)，随后在理论和实验方面均热了约 10 年，但这一结果最近已被否定。目前的看法是：唯一观测到的束缚态是$^{4}_{\Sigma}$He[284]，没有观测到其他的 Σ 超核束缚态[285]。文献[286]分析了 Σ 原子数据，认为 ΣA 势在核内是排斥的，在核表面是吸引的，这个结果可以允许 Σ 原子的存在。文献[287]用测量到的 Σ 宽度来抽取 πΛΣ 耦合常数的值。假设 Σ 吸收发生在质子上，测量 Σ 的吸收反应 $\Sigma^- + p \to \Lambda + n$(交换 π)可定出，

$$f^2_{\pi\Lambda\Sigma}/4\pi \approx 0.048 \pm 0.005 \pm 0.004。 \tag{8.90}$$

这个值比单玻色子交换模型(OBEP)得到的值大 25%[288]。

关于Ξ超子与核的相互作用势，一直研究得不甚清楚。从早期不太精确的Ξ超核实验数据提取的ΞA 势是 V_0^{Ξ} ＝－ 24 MeV。日本 KEK 的实验 E224 推测应为－15～－20 MeV[289]，而最近 BNL 的实验 E885 推测应为－14 MeV 甚至更小[290]。V_0^{Ξ} 的确切值是很重要的[291]，因为在奇异强子物质(SHM)中发现，若奇异比 $f_s \approx 0.1$，则仅当 V_0^{Ξ} 的绝对值大于或等于 15 MeV 时，SHM 物质中才可能存在Ξ粒子。因此，由实验提取的 V_0^{Ξ} 值将决定奇异强子物质是否存在。至今仍没有否定存在Ξ超核束缚态的可能性。关于Ξ超核也有一些理论工作[292, 293]。有些理论研究认为，由于强衰变(strong decay)反应

$\Xi+N\to\Lambda+\Lambda$ 可以被核物质中充满的 Λ 束缚态禁止(泡利阻塞)[294],一项最近的理论分析指出,Ξ 核势似乎有可能弱到趋于零[295]。

关于 Λ 超核的收缩效应,如前所述,日本 KEK 的实验 E(419)[296]证实了 $^{7}_{\Lambda}$Li 超核的体积比 ^{6}Li 核要小约 19%。在凝聚态物理中,当有杂质时物质的性质会发生变化。在核物理中也一样,有杂质(如超子)时物质的性质(如大小、形状、集体运动等等)也会发生变化。因为 Λ 超子是不同于质子和中子的粒子,不受泡利不相容原理的限制,它会进入核的最内部。ΛN 之间的吸引势使得超核发生收缩效应,即加入超子后的超核反而比加入超子前的核体积要小。这个收缩效应在轻核中更为明显。E2 约化跃迁几率对核大小的变化比较敏感。$^{7}_{\Lambda}$Li 超核中的 ^{6}Li 核芯体积变化因子可表示为 s,当没有收缩时,$s=1$,而 Hiyama 等人[297]预言了 $s=0.74$,有收缩。KEK 的实验 E(419)[298]的结果为 $s=0.81\pm0.04$,证实了 Hiyama 等人的预言。我们用相对论平均场模型计算处在 $1S_{1/2}$ 态的 Λ 超核,发现确实有收缩效应,且在轻核中比较明显[299]。

对于Ξ超核,一般认为存在较强的 ΛΛ 与Ξ N 转换过程(conversion),在结构计算中应考虑这种过程的影响。我们提出了处理 ΛΛ 超核与Ξ超核混合态的新方法,并从理论上阐明这种转换过程的存在可使超核能级宽度改变并影响超核低能态性质[300]。此外,我们还研究了Ξ超子动能为 100 MeV、200 MeV、500 MeV 和 800 MeV 时在核内的平均自由路程[301]。对 ^{9}Be 核的理论结果接近 KEK 的 E906 号等实验给出的三个数据。为比较,也计算了其他超子的平均自由路程,它们都显示出较强的能量相关性,但 Λ 和 Σ 超子在核物质内的平均自由路程比Ξ超子的平均自由路程要长,这可能是由于ΞA 光学势要求一个较大的虚部的结果。

2. 关于可能的 Θ^+ 超核

1997 年俄罗斯科学家从手征孤子模型(chiral soliton model)中首先预言 Θ^+ 粒子存在的可能性[302]。在手征孤子模型中,介子对应手征场,重子是手征场中的孤子,各种重子对应手征场中孤子在自旋和同位旋空间中的转动激发态。它可以有除了通常的八重态和十重态以外更高阶的 SU(3)多重态。他们通过把实验上已确认的(1710)粒子认为是反十重态 $J^{\pi}=1/2^+$ 的 N(1710),利用手征孤子模型的质量关系,预言了 Θ^+ 重子的可能存在。并从理论上给出了该粒子的低质量($m=1\,530$ MeV)和窄宽度($\Gamma=15$ MeV),以及奇异量子数($S=+1$)和自旋宇称($J^{\pi}=1/2^+$)。到 2003 年初,日本 Spring8 最先在实验上确认了 Θ^+ 粒子的存在[324],由此掀起实验和理论研究的热潮,成为近两年强子物理研究中最重大的课题。此后至少又有 10 个实验室宣布也观测到了 Θ^+ 粒子(实验和理论研究也有否定的结果)[304]。最初预言 Θ^+ 粒子的手征孤子模型理论并不涉及夸克层次。当深入对 Θ^+ 粒子进行夸克层次研究时,很快确认 Θ^+ 粒子是由两个 u 夸克、两个 d 夸克和一个反 s 夸克构成的 5 夸克态(pentaquark)。在强相互作用世界里,人们迄今只"看到"过包含 3 个夸克的重子和由一对夸克-反夸克构成的介子。从 QCD 原理来看,允许 pentaquark 及其他多夸克色单态粒子(或共振态)存在。这样的多夸克色单态粒子是

不同于已知 3 夸克重子和正反 2 夸克介子的一类全新的物质粒子，它们的存在可以提供更多的夸克-夸克相互作用以及夸克-胶子相互作用的短程行为的信息，因而也可以提供对各种 QCD 模型理论以及基本的 QCD 理论本身的重要检验。然而，此后关于自由 Θ^+ 粒子的发现与否，绝大多数实验和理论研究很快趋于否定的结果，仅有少数小组仍在坚持进行自由 Θ^+ 粒子的实验和理论研究。

尽管关于自由 Θ^+ 粒子的发现与否尚无最后定论，鉴于它的可能的低质量、窄宽度和 1/2 自旋等特点，已经有人开始研究 Θ^+ 粒子在核物质中的自能，研究 Θ^+ 粒子与核子、Θ^+ 粒子与原子核的相互作用，进而研究 Θ^+ 粒子束缚在原子核内（Θ^+ 超核）的理论上的可能性[305—307]和实验探测的可能性[308]。他们的初步研究认为，在一定的假设下 Θ^+ 粒子与核子、Θ^+ 粒子与原子核的相互作用可以是吸引的（阱深 60～120 MeV），我们在相对论平均场的理论框架下讨论了 Θ^+ 粒子的耦合常数，并对可能的 Θ^+ 粒子构成的超核进行了较系统的计算。结果表明，存在着 Θ^+ 超核束缚态能谱的可能性，得到的典型 Θ^+ 超核能谱低能级间距明显大于自由共振宽度实验值，因而存在实验探测的可能性[309, 310]。有关 Θ^+ 超核束缚态的其他讨论见文献[311 - 313]。

8.7.7　Λ 超核衰变

1. 从自由 Λ 超子衰变到 Λ 超核衰变

如 8.1.2 节所述，奇异粒子具有强相互作用产生、弱相互作用衰变，或快产生慢衰变的特点。自由 Λ 超子衰变也具有弱相互作用衰变或慢衰变的特点。实验观测到，自由 Λ 超子有 99.7%的时间按以下两种方式进行非轻子弱衰变（衰变宽度 $\Gamma = {}^1/_{263\text{ps}}$）：

$$\Lambda \to p + \pi^- + 37.8\ \text{MeV}(\text{分支比} = 64.2\%), \tag{8.91a}$$

$$\Lambda \to n + \pi^0 + 41.1\ \text{MeV}(\text{分支比} = 35.8\%)。 \tag{8.91b}$$

以上衰变道中并不出现轻子而出现 π 介子，故亦称介子型弱衰变。其中的弱相互作用是通过 W 玻色子在 s 夸克（Λ 超子内）与其他组元夸克（介子内）之间传递的。

自由 Λ 超子是同位旋单态（$I=0$），而末态 πN 系统的同位旋可以是 $I = 1/2$ 或 $I = 3/2$，由角动量耦合有下列关系式：

$$|\pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}\left|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}\left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle, \tag{8.92a}$$

$$|\pi^0 n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}\left|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}\left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle。 \tag{8.92b}$$

于是可得自由 Λ 超子介子型弱衰变过程的 $\Delta I=1/2$ 跃迁振幅比值，

$$\frac{\Gamma^{\text{free}}_{\Lambda\to\pi^-+p}}{\Gamma^{\text{free}}_{\Lambda\to\pi^0+n}} \approx \frac{|\langle\pi^- p | T_{1/2,-1/2} | \Lambda\rangle|^2}{|\langle\pi^0 n | T_{1/2,-1/2} | \Lambda\rangle|^2} = \left|\frac{\sqrt{2/3}}{\sqrt{1/3}}\right|^2 = 2。 \tag{8.93}$$

而 $\Delta I = 3/2$ 跃迁振幅比值为

$$\frac{\Gamma^{\text{free}}_{\Lambda\to\pi^- p}}{\Gamma^{\text{free}}_{\Lambda\to\pi^0 n}} \approx \frac{|\langle \pi^- p | T_{3/2,-1/2} | \Lambda\rangle|^2}{|\langle \pi^0 n | T_{3/2,-1/2} | \Lambda\rangle|^2} = \left|\frac{\sqrt{1/3}}{\sqrt{2/3}}\right|^2 = \frac{1}{2}。 \tag{8.94}$$

上述比值的实验观测结果为

$$\left\{\frac{\Gamma^{\text{free}}_{\Lambda\to\pi^- p}}{\Gamma^{\text{free}}_{\Lambda\to\pi^0 n}}\right\}^{\text{Exp}} \approx 1.78。 \tag{8.95}$$

这个实验值很接近于 2，从而明显支持自由 Λ 超子介子型弱衰变过程的同位旋改变是 $\Delta I = 1/2$。另一方面，根据上述讨论以及 Λ 超子极化观测量分析，得到的结论是：$\Delta I = 1/2$ 与 $\Delta I = 3/2$ 跃迁振幅的实验观测比值非常大，即

$$\left|\frac{A_{1/2}}{A_{3/2}}\right| \approx 30。 \tag{8.96}$$

这表明自由 Λ 超子介子型弱衰变过程中 $\Delta I = 1/2$ 占主导地位。

然而，很早就认识到，如果超子被束缚在核内，其衰变性质将发生惊人改变[314]。假设自由 $\Lambda\to N+\pi$ 衰变的初态是静止的，则简单的运动学要求末态核子的能量和动量分别为

$$T_N = \frac{(m_\Lambda - m_N)^2 - m_\pi^2}{2m_\Lambda} \approx 5\ \text{MeV},\quad p_N = \sqrt{(T_N + m_N)^2 - m_N^2} \approx 100\ \text{MeV}。 \tag{8.97}$$

末态核子动量小于原子核费米动量，泡利不相容原理将“阻塞”(8.91)式中末态强子的产生。如果有 π 介子产生，π 介子也将被核介质中的核子所吸收。从而介子型衰变将被核环境抑制，有利于非介子衰变道打开。

考虑基本过程 $\Lambda+N\to N+N$，末态两个核子中每一个核子获得的能量和动量分别为

$$T_N = \frac{1}{2}(m_\Lambda - m_N) \approx 90\ \text{MeV},\quad p_N = \sqrt{(T_N + m_N)^2 - m_N^2} \approx 420\ \text{MeV}。 \tag{8.98}$$

它们远高于原子核费米能级(费米动量为 $k_F^0 \approx 270$ MeV)。因而 Λ 超子衰变非介子道不再受泡利阻塞限制。

核物质内可能发生的非介子衰变基本过程主要包括下列过程：

$$\Lambda + n \to n + n\ (\Gamma_n), \tag{8.99}$$

$$\Lambda + p \to n + p\ (\Gamma_p), \tag{8.100}$$

$$\Lambda + N + N \to n + N + N\ (\Gamma_2)。 \tag{8.101}$$

核物质内 Λ 超子弱衰变的总衰变率为

$$\Gamma_{\mathrm{T}} = \Gamma_{\mathrm{MWD}} + \Gamma_{\mathrm{NMWD}}。 \tag{8.102}$$

其中 $\Gamma_{\mathrm{MWD}} = \Gamma_{\pi^-} + \Gamma_{\pi^0}$ 是总介子衰变率，非介子衰变率 $\Gamma_{\mathrm{NMWD}} = \Gamma_1 + \Gamma_2$，$\Gamma_1 = \Gamma_{\mathrm{n}} + \Gamma_{\mathrm{p}}$；熟知超核寿命是 $\tau = \hbar/\Gamma_{\mathrm{T}}$，$\Gamma_{\mathrm{T}}$ 亦称衰变宽度。

根据以上讨论，对于 Λ 超核，将同时存在介子型衰变和非介子衰变道，

$$\begin{aligned} {}^{A}_{\Lambda}\mathrm{Z} &\to {}^{A}(\mathrm{Z}+1) + \pi^-, \\ {}^{A}_{\Lambda}\mathrm{Z} &\to {}^{A}\mathrm{Z} + \pi^0, \end{aligned} \tag{8.103a}$$

$$\begin{aligned} {}^{A}_{\Lambda}\mathrm{Z} &\to {}^{A-2}(\mathrm{Z}-1) + \mathrm{p} + \mathrm{n}, \\ {}^{A}_{\Lambda}\mathrm{Z} &\to {}^{A-2}\mathrm{Z} + n + n。 \end{aligned} \tag{8.103b}$$

实验和理论研究表明，S 壳和 P 壳 Λ 超核介子型弱衰变较重要，而中重 Λ 超核非介子衰变道占主导地位。对于介子型弱衰变，由于末态发射 π 振幅要受到 π 核散射扭曲波的影响，进而受 π 核光学势影响(参见第 7 章)，因而轻 Λ 超核介子型弱衰变的研究并不简单。

注意(8.99)～(8.101)式的二体道和三体道的贡献(图 8－32)，根据第五章介绍的强相互作用的介子交换模型，这两个衰变道都是通过交换 π 介子和其他较重介子而实现的(图 8－34 左)，三体道则需额外考虑 π 介子被强关联核子对吸收(图 8－34 右)。

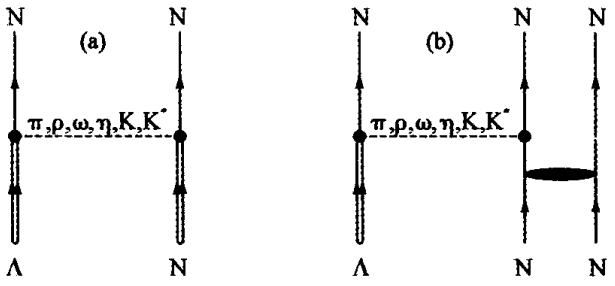


图 8－34　(a) 核内单核子引起衰变的费恩曼图
(b) 核内双核子引起衰变的费恩曼图

如前所述，当 Λ 超子静止时，在 Λ→π＋N 过程中的末态核子动量约 100 MeV。若在核内，整个过程将被泡利不相容原理抑制，特别是在重核中如此。Λ→π＋N 衰变在无限大核物质(费米动量 k_{F}^2 约为 270 MeV)中则严格被禁止。在衰变过程 Λ＋N→N＋N 中，末态出射核子的动量约为 420 MeV，所以这个过程不能被泡利不相容原理所禁止。实际上它是除了 S 壳超核外的主要衰变方式。

超核弱衰变(hypernucleus weak decay)是奇异性改变 $|\Delta S| = 1$ 的四费米子相互作用信息的唯一来源(图 8.32)。与 $|\Delta S| = 0$ 的弱 NN 相互作用不同，一般来说在超核弱衰变中，弱宇称守恒(PC)和宇称破坏(PV)振幅都可研究。

对于自由超子介子型弱衰变过程，理论上可由弱相互作用 V－A 理论的哈密顿量描写(参见第 11 章 § 11.3 节)，结果是衰变中同位旋变化 $\Delta I = 1/2$ 和 $\Delta I = 3/2$ 有相等的衰变强度。令人关注的是，自由 Λ 超子介子型弱衰变过程的同位旋改变是 $\Delta I = 1/2$，这个

$\Delta I=1/2$ 规则在超核的非介子弱衰变中是否仍保持？实验 Γ_n/Γ_p 比值可为理论提供基本依据。

按照简化模型考虑，衰变宽度 Γ 与以下折叠积分成正比，

$$\int \mathrm{d}\boldsymbol{r} \mid \psi_\Lambda(\boldsymbol{r}) \mid^2 \rho_A(\boldsymbol{r}) , \tag{8.104}$$

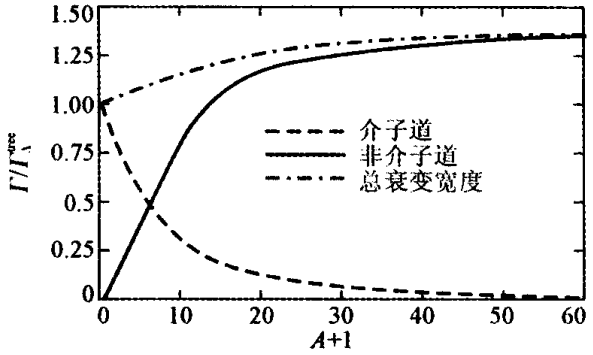


图 8－35　介子道(mesonic)、非介子道(non-mesonic)和总衰变宽度随超核重子数($A+1$)变化曲线示意图

被积函数是 Λ 超子波函数 ψ_Λ 平方(常取为谐振子波函数)与核密度分布 ρ_A(常取为费米分布)。这个积分随质量数增大而增加，最后将趋于常数值。由此可得图 8－35 所示衰变宽度随超核重子数(number of baryon)($A+1$)变化曲线示意图。由此也可以看出，介子道对很轻的超核仍起重要作用，但对中重核和重核可以忽略；而非介子道对很轻的超核可以忽略，但对中重核和重核却起重要作用。

2. Λ 超核非介子弱衰变比值 Γ_n/Γ_p 问题

Λ 超核非介子弱衰变比(non-mesonic weak decay (NMWD) rates)是一个多年未解决的问题，这是指理论一直无法解释很大的 Γ_n/Γ_p 实验(Exp)值[315]，即

$$\left\{\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right\}^{\mathrm{Th}} \ll \left\{\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right\}^{\mathrm{Exp}}, \quad 0.5 \leqslant \left\{\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right\}^{\mathrm{Exp}} \leqslant 2。 \tag{8.105}$$

经过多年大量实验和理论研究[316—324]，上述理论值(0.1～0.5)与实验数据(约为 1)的严峻偏离，持续到近几年似乎才得到解决[325]。现在实验和理论研究结果粗略一致，比值 Γ_n/Γ_p 趋于 0.5 左右。轻核例如 ${}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He}$ 和 ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ 的衰变比 Γ_n/Γ_p 取值约 0.3 和 0.4。应该指出，在实验方面，很多原因引起数据的不确定性。例如，实验上很难区分(8.95)～(8.97)式的二体道和三体道的贡献。此外，仍有不少待进一步研究的问题，例如不同实验给出的质子谱十分不同，也很难与理论比较[326]；又如极化 Λ 超核衰变中发射质子角分布的不对称性。后者将在下节简要介绍。

3. 极化 Λ 超核非介子弱衰变

20 世纪 80 年代末已开始极化 Λ 超核研究[327]。随后用于极化 Λ 超核非介子弱衰变研究[328]。近年来除了上节所述超核非介子弱衰变比值 Γ_n/Γ_p 问题以外，倍受关注的另一个重要问题就是极化 Λ 超核非介子弱衰变问题，特别是所谓“内禀不对称参数(intrinsic asymmetry parameter)a_Λ”[329]。它要求测量极化 Λ 超核衰变中发射质子角分的不对称性。这个参数包含着衰变过程的重要新信息，它由质子引起的宇称守恒(parity conservation)和宇称破坏(parity violation)两类跃迁(到达不同同位旋末态)的干涉项决

定。而前述衰变比仅与单独的跃迁矩阵元的模平方有关(主要由 PC 项决定)。引入内禀不对称参数 a_Λ 的目的是希望它灵敏地反映出宇称破坏(PV)分量的影响,以达到对超核衰变动力学的深入理解。

什么是内禀不对称参数 a_Λ? 首先,Λ 超核内在基本过程 $\Lambda+p\to n+p$ 衰变中沿与极化轴成 θ 角方向发射的质子强度为(详见文献[330])

$$I(\theta) = I_0[1 + A(\theta)], \quad A(\theta) = P_y A_y \cos\theta , \tag{8.106}$$

这里 I_0 是未极化超核发射质子强度(各向同性),

$$I_0 = 1/1(1 + \Gamma_n/\Gamma_p)。 \tag{8.107}$$

P_y 是超核极化度,A_y 是超核不对称参数。如果用弱耦合壳模型(weak coupling shell model)描述超核,处于 1S 态的超子与核芯基态耦合,则 $P_y(J)$可直接与超核内 Λ 自旋极化 $p_\Lambda(J)$联系起来,即

$$p_\Lambda(J) = \begin{cases} -\dfrac{J}{J+1}P_y(J) & 若\ J = J_C - \dfrac{1}{2} \\ P_y(J) & 若\ J = J_C + \dfrac{1}{2}。 \end{cases} \tag{8.108}$$

其中,J 和 J_C 分别是超核及核芯基态总自旋。定义内禀不对称参数 a_Λ 为

$$a_\Lambda = A_y(若 J = J_C + 1/2), \tag{8.109a}$$

$$a_\Lambda = -A_y(J+1)/J(若 J = J_C - 1/2)。 \tag{8.109b}$$

这时(8.106)式的第二式变为

$$A(\theta) = p_\Lambda a_\Lambda \cos\theta。 \tag{8.110}$$

从而,作为好的近似,在超核的弱耦合壳模型描述下,a_Λ 可以解释为超核内发生的基本过程 $\Lambda+p\to n+p$ 的内禀不对称参数。另一方面,出射核子的末态相互作用对(8.106)式的强度将有影响,通常假定实验测量的出射质子强度 $I^M(\theta)$与 $I(\theta)$有相同的角度依赖关系,

$$I^M(\theta) = I_0^M[1 + p_\Lambda a_\Lambda^M \cos\theta]。 \tag{8.111}$$

于是可得实验测量的不对称参数 a_Λ^M 为

$$a_\Lambda^M = \frac{1}{p_\Lambda}\frac{I^M(0°) - I^M(180°)}{I^M(0°) + I^M(180°)}。 \tag{8.112}$$

近年来,对 S 壳和 P 壳超核实验测量结果表明,不对称参数 a_Λ^M 几乎相等且小到趋于零。而利用可靠理论模型(能解释非介子弱衰变比值 Γ_n/Γ_p 数据)却对 a_Λ 给出很大的负值。问题是否出在近似取出射质子强度 $I^M(\theta)$与 $I(\theta)$有相同的角度依赖关系(参见 8.111 式和 8.106 式),而出射核子的末态相互作用影响很大。

参考文献

[1] Christenson J H, et al. Phys Rev Lett, 1964,13:138.

[2] Kleinknecht K. Comm Nucl Part Sci, 1999,20:281.

[3] Gibbons L K, et al. Phys Rev D, 1997,55:662.

[4] Albajar C, et al. Phys Lett B, 1987,186:247.

[5] Albrecht H, et al. Phys Lett B, 1987,192:245.

[6] Albrecht H, et al. Z Phys C, 1992,55:357.

[7] Aubert B, et al. Phys Rev Lett, 2007,98:211802.

[8] Staric M, et al. Phys Rev Lett, 2007,98:211803.

[9] Zhang L Z, et al. Phys Rev Lett, 2007,99:131803.

[10] Li H B, Yang M Z. Phys Rev D, 2006,74:094016.

[11] Golowich E, Pakvasa S, Petrov A A. Phys Rev Lett, 2007,98:181801.

[12] He X G, Valencia G. Phys Lett B, 2007,651:135 - 138.

[13] Aubert B, et al. Phys Rev Lett, 2008,100:061803.

[14] Artuso M, Meadows B, Petrov A A. Ann Rev Nucl Part Sci, 2008,58:249.

[15] Grossman Y, Nir Y, Perez G. Phys Rev Lett, 2009,03:071602.

[16] Arndt R A, et al. Physics Dept. George Washington University, 2004.

[17] Sibirtsev A, et al. J Phys G: Nucl Part Phys, 2006,32: R395,R416.

[18] Beer G, et al. Phys Rev Lett, 2005,94: 212302.

[19] Ferrari E, Uiolini G. Low and intermediate energy Kaon Nucleon physics. Holland, D. Reidel Publishing Company, 1980.

[20] Arndt R A, Roper D. Phys Rev D, 1985,31:2230.

[21] Yao W M, et al. J Phys G:Nucl Part Phys, 2006,33:1.

[22] Hashimoto K. Phys Rev C, 1984,29:1377.

[23] Hyslop J S, Arndt R A, Roper L D, et al. Phys Rev D, 1992,46:961.

[24] Martin B R. Nucl Phys B, 1975,94:413.

[25] Martin A D. Nucl Phys B, 1981,179:33.

[26] Sander M, von Geramb H V. Phys Rev C, 1997,56:1218.

[27] Gibbs W R, Arceo R. Phys Rev C, 2007,75:035204.

[28] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. Phys Rev C, 2003,68:042201;2004,69:019901.

[29] Polinder H, Rijken T A. Phys Rev C, 2005,72:065211.

[30] Huang F, Zhang Z Y, Yu Y W. Phys Rev C, 2004,70:044004.

[31] Ning P Z, Zhao E G, Li P. Euro Phys Lett, 1993,21:897.

[32] Bender I, Dosch H G, Pirner H J, Kruse H G. Nucl. Phys A, 1984,414:359.

[33] Mukhopadhyay D, Pirner H J. Nucl Phys A, 1985,442:605.

[34] Morimatzu O, et al. Nucl Phys A, 1984,420:573.

[35] Ring P, Schuck P. The nuclear many-body problem. Springer-Verlag, 1980.

[36] Martin B R, Oades G C. In: Baryon 80. Toronto: University of Toronto, 1980,355.

[37] Giocomelli G, et al. Nucl Phys B, 1994,74:138.

[38] Cutovsky R E, Deo B B. Phys Rev D, 1970,1:2547.
[39] Lemaire S, Labarsouque J, Silvestre-Brac B. Nucl Phys A, 2003,714:265,276.
[40] Wang H J, Su J C. J Phys G: Nucl Part Phys, 2006,32:713 - 734.
[41] Wang H J, Yang H, Su J C. Phys Rev C, 2003,68:055204.
[42] Huang F, Zhang Z Y. Phys Rev C, 2005,72:024003.
[43] Dalitz R H,S. F. Tuan. Ann Phys, 1960,3:307.
[44] Dover C B, Walker G E. Phys Rept, 1982,89:1.
[45] Waas T, Kaiser N, Weise W. Phys Lett B, 1996,265:12.
[46] Beer G, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:212302.
[47] Ito T M, et al. Phys Rev C, 1998,58:2366.
[48] Krippa B, Londergan J T. Phys Rev C, 1998,58:1634.
[49] Beanea S R, Bedaqueb P F, Haxtonb W C, et al. Aug 2000,arXiv: nucl-th/0008064.
[50] Jido D, Oller J A, Oset E, Ramos A, et al. Nucl Phys A, 2003,725:181 - 200.
[51] Borasoy B, Nißler R, Weise W. Phys Rev Lett, 2005,94:213401; Eur Phys J A, 2005,25:79; AIP Conf Proc, 2005,796:145.
[52] Borasoy B, Meißner U - G,Nißler R. Phys Rev C, 2006,74:055201.
[53] Meißner U - G,Raha U,Rusetsky A. Eur Phys J C, 2004,35:349.
[54] Meißner U - G, Raha U, Rusetsky A. Eur Phys J C, 2006,47:473.
[55] Cargnelli M. Acta Phys Slov, 2005,55:7 - 14.
[56] Lutz M F M, Kolomeitsev E E. Nucl Phys A, 2002,700:193 - 308.
[57] Beer G, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:212302.
[58] Cargnelli M. Int J Mod Phys A, 2005,20:341.
[59] Iwasaki M, Hayano R S, Ito T M, et al. Phys Rev Lett, 1997,78:3067.
[60] Ito T M, Hayano R S, Nakamura S N, et al. Phys Rev C, 1998,58:2366.
[61] Borasoy B, Niβler R, Weise W. Phys Rev Lett, 2006,96:199201.
[62] Oller J A, Prades J, Verbeni M. Phys Rev Lett, 2005,95:172502.
[63] Manweiler R, et al. Phys Rev C, 2008,77:015205.
[64] Prakhov S,et al. Phys Rev C, 2009,80,025204.
[65] Sarkar S, Oset E, Vacas M J V. Phys Rev C, 2005,72:015206.
[66] Oller J A. Eur Phys J A, 2006,28:63.
[67] Magas V K, Oset E,Ramos A. Phys Rev Lett, 2005,95:052301.
[68] Roca L, Hyodoand T, Jido D. Nucl Phys A, 2008,809:65.
[69] Roca L, Sarkar S, Magas V K, et al. Phys Rev C, 2006,73:045208.
[70] Geng L S, Oset E, Zou B S. Eur Phys J A, 2008,38:239.
[71] Liu B C, Zou B S. Phys Rev Lett, 2006,96:042002.
[72] Zou B S. Five-quark components inbaryons. arXiv:1001. 1084.
[73] Cao X, Xie J J, Zou B S,Xu H S. Phys Rev C, 2009,80:025203.
[74] Xie J J, Zou B S, Chiang H C. Phys Rev C, 2008,77:015206.
[75] Manweiler R, et al. Phys Rev C, 2008,77:015205.

[76] Armenteros R, et al. Nucl Phys B, 1970,21:15.
[77] London G W, et al. Nucl Phys B, 1975,85:289.
[78] Baxter D F, et al. Nucl Phys B, 1973,67:125.
[79] Berley D, et al. Phys Rev D, 1970,1:199;1971,3:2297(E).
[80] Mast T S, et al. Phys Rev D, 1975,11:3078.
[81] Bangerter R O, et al. Phys Rev D, 1981,23:1484.
[82] Starostin A, et al. Phys Rev C, 2001,64:055205.
[83] Prakhov S, et al. Phys Rev C, 2004,70:034605.
[84] Zychor I, et al. Phys Lett B, 2008,660:167.
[85] Zychor I. arXiv:0809.3857.
[86] Niiyama M, et al. Phys Rev C, 2008,78:035202.
[87] Borasoy B, Meiszner U G, Niszler R. Phys Rev C, 2006,74:055201.
[88] Sarkar S, Oset E, Vacas M J V. Phys Rev C, 2005,72:015206.
[89] Oller J A. Eur Phys J A, 2006,28:63.
[90] Dalitz R H, Tuan S F. Phys Rev Lett, 1959,2:425.
[91] Dalitz R H, Tuan S F. Ann Phys, 1960,10:307.
[92] Kaiser N, Waas T, Weise W. Nucl Phys A, 1997,612:297.
[93] Oset E, Ramos A. Nucl Phys A, 1998,635:99.
[94] Oller J A, Meissner U G. Phys Lett B, 20201,500:263.
[95] Magas V K, Oset E, Ramos A. Phys Rev Lett, 2005,95:052301.
[96] Jido D, Oller J A, Oset E,et al. Nucl Phys A, 2003,725:181.
[97] Garcia-Recio G, Nieves J, Arriola E R,et al. Phys Rev D, 2003,67:076009.
[98] Oset E, Ramos A, Bennhold C. Phys Lett B, 2002,527:99; 2002,530:260(E).
[99] Hyodo T, Nam S I, Jido D, et al. Phys Rev C, 2003,68:018201.
[100] Garcia-Recio C, Lutz M F M, Nieves J. Phys Lett B, 2004,582:49.
[101] Roca L, Hyodo T, Jido D. Nucl Phys A, 2008,809:65.
[102] Pakvasa S,Tuan S F. Phys Lett B, 1999,459:301.
[103] Fink P J, He G, Landau R H,et al. Phys Rev C, 1990,41:2720.
[104] Hyodo T, Nam S I, Jido D,et al, Prog Theor Phys, 2004,112:73.
[105] Borasoy B, Nißler R, Weise W. Eur Phys J A, 2005,25:79.
[106] Oller J A, Prades J, Verbeni M. Phys Rev Lett, 2005,95:172502.
[107] Roca L, Sarkar S, Magas V K, et al. Phys Rev C, 2006,73:045208.
[108] Roca L, Hanhart C, Oset E,et al. Eur Phys J A, 2003,27:373.
[109] Hyodo T, Hosaka A, Oset E, ET AL. Phys Rev C, 2003,68:065203.
[110] Geng I S, Oset E, Doring M. Eur Phys J A, 2007,32:201.
[111] Geng L S, Oset E. Eur Phys J A, 2007,34:405.
[112] Geng L S, Oset E, Zou B S. Eur Phys J A, 2008,38:239.
[113] Oller J A, Prades J, Verbeni M. Eur Phys J A, 2007,31:527.
[114] Zhong X H, Zhao Q. Phys Rev C, 2009,79:045202.

[115] Manweiler R, et al. Phys Rev C, 2008,77:015205.
[116] Baxter D F, et al. Nucl Phys B, 1973,67:125.
[117] Armenteros R, et al. Nucl Phys B, 1970,21:15.
[118] Ning P Z, et al. Europhys Lett, 1991,14:217 - 220.
[119] 宁平治. 核物理动态,1993,10:29.
[120] 宁平治. 物理学进展,1994,14:417.
[121] 谭玉红,李磊,蔡崇海,宁平治. 物理学进展,2001,21:176.
[122] Marlow D, Barnes P D, Colella N J, et al. Phys Rev C, 1982,25:2619.
[123] Baldo Ceolin M, Cresti M, Dallaporta N, et al. Nuovo Cim, 1957,5:402.
[124] Bugg D V, Gilmore R S, Knight K M, et al. Phys Rev, 1968,168:1466.
[125] Mardor Y, et al. Phys Rev Lett, 1990,65:2110.
[126] Krauss R A, Alster J, Ashery D, et al. Phys Rev C, 1992,46:655.
[127] Sawafta R, Weiss R, Aclander J, et al. Phys Lett B, 1993,307:293.
[128] Weiss R, Aclander J, Alster J, et al. Phys Rev C, 1994,49:2569.
[129] Hungerford E V. Nucl Phys A, 1995,585:121.
[130] Kormanyos C M, Peterson R J, Shepard J B. Phys Rev C, 1995,51:669.
[131] Michael R, Barakat M B, Bart S. Phys Lett B, 1996,382:29.
[132] Friedman E, Gal A, Weiss R, et al. Phys Rev C, 1997,55:1304.
[133] Chrien R E, Sawafta R, Peterson R J, et al. Nucl Phys A, 1997,625:251.
[134] Pace A De, García-Recio C, Oset E. Phys Rev C, 1997,55:1394.
[135] Andersen O, Jensen A S, Mianda A, Oades G C. Phys Rev C, 1990,41:1296.
[136] Sieqel P B, Kau fmann W B, Gibbs W R. Phys Rev C, 1984,30:1256.
[137] Abgrall Y, Labarsouque J. Nucl Phys A, 1984,426:431.
[138] Lumpe J D, Ray L. Phys Rev C, 1986,33:665.
[139] Lenz F. Prog Theor Phys Suppl, 1987,91:27.
[140] Siegel P B, Kau fman W B, Gibbs W R. Phys Rev C, 1985,31:2184.
[141] Joachain C J. Quantum collision theory. North-Holland, 1983.
[142] Dover C B, Walker G E. Phys Rept, 1982,89:1.
[143] Martin B R. Nucl Phys B. 1975,94:413; Martin B R. Phys Lett B, 1976,65:346. Martin B R, Oades G C. In: Baryon 1980, Proc of the IVth International Conference of Baryon Resonances. University of Toronto Press, 1981; Oades G C. In: Low and Intermediate Energy Kaon Nucleon Physics. Dordrecht, 1981.
[144] Buttgen R, Holinde K, Speth J. Phys Lett B, 1985,163:305.
[145] Buttgen R, et al Nucl Phys A, 1990,506:586.
[146] Ericson T, Weise W. Pions and Nuclei. Oxford, Clarendon, 1988.
[147] Halderson D, Ning P Z, Philpott R J. Nucl Phys A, 1986,458:605.
[148] Hüfner J, et al. Nucl Phys A, 1974,234:429.
[149] Bouyssy A. Nucl Phys A, 1977,290:324.
[150] Labarsouque J. Nucl Phys A, 1990,506:539.

[151] Weise W. Nuovo Cim A, 1989,102:265.
[152] Brown G E, et al. Phys Rev Lett, 1988,60:2723.
[153] Akulinichev S V. Phys Rev Lett, 1992,68:290.
[154] Akulinichev S V, Kulagin S A, Vagradov G M. Phys Lett B, 1985,158:485.
[155] Ericson M, Rosa Clot M. Phys Lett B, 1987,188:11.
[156] Nakano K, Wong S S M. Phys Lett B, 1991,257:10.
[157] Kurasawa H, et al. Phys Lett B,1988, 208:160.
[158] Caillon J C, Labarsouque J. Phys Rev C, 1992,45:2503.
[159] Haar B ter, Malfliet R. Phys Rept,1987, 149:207.
[160] Horowitz C J, Serot B D. Nucl Phys A, 1987,464:613.
[161] Machleidt R. Advances in Nucl Phys, 1989,19:189.
[162] Migdal A B, et al. Phys Rept, 1990,192:254.
[163] Sawafta R. In: Proc 4th conference on Intersections between particle and nuclear physics. May 23 - 29,1991.
[164] Siegel P B, Kaufmann W. Phys Rev C, 1985,31:2184.
[165] Christov C V, et al. Nucl Phys A, 1990,510:689.
[166] Mulders P J. Phys Rept, 1990,185:83.
[167] Phatak S C. Phys Rev C, 1991,44:875.
[168] Villate J E, et al. Phys Rev C, 1991,43:1967.
[169] Li L, Cai C, Ning P Z. Nucl Phys A, 1998,639:493.
[170] Li G Q, Ko C M. Phys Lett B, 1994,338:118.
[171] Li Lei, et al. Chin Phys Lett, 1996,13:813.
[172] Brockmann R, Weise W. Phys Lett B, 1996,367:40.
[173] Arima M, Masutani K, Seki R. Phys Rev C, 1991,44:415.
[174] McLeod R J. Phys Rev C, 1994,49:3346.
[175] Cai C H, Ning P Z, Shen H, et al. Chin J Nucl Phys, 1995,17:95.
[176] Cai C H, Shen H, Ning P Z. Chin J Nucl Phys, 1996,18:1.
[177] Goldberger M L, Watson K M. Collision theory. John Wiley, Sons, 1964,24:339.
[178] Hatsuda T, Lee S H. Phys Rev C, 1992,46:R34.
[179] Henley E M, Müther H. Nucl Phys A, 1990,513:667.
[180] Caillon J C, Labarsonque J. Nucl Phys A, 1995,589:609; Phys Rev C, 1996,53:1993.
[181] Peterson R J, Ebrahim A A, Bhang H C. Nucl Phys A, 1997,625:261.
[182] Migdal A B, et al. Phys Rept, 1990,192:179.
[183] Porh B. Nucl Phys A, 1991,532:133c.
[184] Migdal A B. Nucl Phys A, 1988,478:95.
[185] 宁平治等. 高能物理与核物理,1993,17:462.
[186] Ciofi degli Atti C, Frankfurt L L, Kaptari L P, et al. Phys Rev C, 2007,76:055206.
[187] Close F E, et al. Rutherford Appleton Laborafory Report, 1984,84:029; Phys Rev D, 1985,31:1004.

[188] Arima M, et al. Phys Rev C, 1991,44:415.
[189] Kerr L K, Clark B C, Hama S, Ray L,et al. Prog Theor Phys, 2000,103:321.
[190] Gal A, Friedman E. Phys Rev Lett, 2005,94:072301.
[191] Gibbs W R, Arceo R. Phys Rev C, 2007,75:035204.
[192] Arellano H F, von Geramb H V. Phys Rev C, 2005,72:025203.
[193] Arndt R A, Briscoe W J, Workman R L, et al. Physics Dept, George Washington University.
[194] Kerr L K, Clark B C, Hama S, et al. Prog Theor Phys, 2000,103:321.
[195] Arellano H F, von Geramb H V. Phys Rev C, 2005,72:025203.
[196] Sander M, von Geramb H V. Phys Rev C, 1997,56:1218.
[197] Funk A, von Geramb H V, Amos K A. Phys Rev C, 2001,64:054003.
[198] Zhong X H, Tan Y H, Peng G X, et al. Phys Rev C, 2005,71:015206.
[199] Friedman E, et al. Phys Rev C, 1997,55:1304.
[200] Friedman E, et al. Nucl Phys A, 1997,625:272.
[201] Krauss R A, et al. Phys Rev C, 1992,46:655.
[202] Bugg D V, et al. Phys Rev, 1968,168:1466.
[203] Zhong X H, Peng G X, Ning P Z. Phys Rev C, 2005,72:065212.
[204] Gal A, Friedman E. Phys Rev C, 2006,73:015208.
[205] Hosaka A, et al. Phys Rev C, 2005,71:045205.
[206] Tolos L, et al. Phys Lett B, 2006,632:219.
[207] Cabrera D, Tolos L, Ramos A, et al. Proceedings of the IV International Conference on Quarks and Nuclear Physics. Madrid, Spain, June 5 - 10,2006, arXiv:hep-ph/0610371.
[208] Martin B R. Nucl Phys B, 1975,94:413; Martin B R. Phys Lett B, 1976,65:346. Martin B R, Oades G C. In: Baryon 1980, Proc of the IVth International Conference of Baryon Resonances. University of Toronto Press, 1981; Oades G C. In: Low and Intermediate Energy Kaon Nucleon Physics. Dordrecht, 1981.
[209] Halderson D, Ning P Z, Philpott R J. Nucl Phys A, 1986,458:605.
[210] KaoS Collaboration. Phys Rev Lett, 2006,96:072301.
[211] Kishimoto T, et al. Prog Theor Phys, 2007,118:181 - 186.
[212] Gazda D, Friedman E, Gal A, Mare J. Phys Rev C, 2007,76:055204.
[213] Barnea N, Friedman E. Phys Rev C, 2007,75:022202(R).
[214] Batty C J, Friedman E, Gal A. Phys Rept, 1997,287:385.
[215] Schaffner-Bielich J, Koch V, Effenberger M. Nucl Phys A, 2000,669:153.
[216] Agnello M, Beer G, Benussi L, et al. Phys Rev Lett, 2005,94:212303.
[217] García-Recio C, Melgarejo A J, Nieves J. Phys Rev C, 2003,67:047601.
[218] Zhong X H, Li L, Cai H H, et al. Commun Theor Phys, 2004,41:573 - 578.
[219] Friedman E, Gal A, Mareš J, Cieplý A. Phys Rev C, 1999,60:024314.
[220] Dang L, Li L, Zhong X H, et al. Phys Rev C, 2007,75:068201.
[221] Cassing W. Nucl Phys A, 1998,641:476.
[222] Friedman E, Gal A, Batty C J. Phys Lett B, 1993,308:6; Friedman E, Gal A, Batty C J. Nucl

Phys A, 1994,579:518.
[223] Friedman E, et al. Phys Rev C, 1999,60:024314.
[224] Li G Q, Lee C H, Brown G E. Nucl Phys A, 1997,625:372.
[225] Schaffner J, Mishustin I N, Bondorf J. Nucl Phys A, 1997,625:325.
[226] Schaffner J, Gal A, Mishustin I N, et al. Phys Lett B, 1994,334:268.
[227] Schaffner J, Mishustin I N. Phys Rev C, 1996,53:1416.
[228] Downum C, et al. Phys Lett B, 2006,638:455.
[229] Tsushima K, Saito K, Thomas A W. Phys Lett B, 1997,411:9.
[230] Tsushima K et al. Phys Lett B, 1998,429:239; Nucl Phys A, 1998,630:691.
[231] Zhao Q. Phys Lett B, 2006,636:197; Phys Rev D, 2005,72:074001; Close F E, Zhao Q. Phys Rev D, 2005,71:094022.
[232] Isgur N, Scora D, Grinstein B, et al. Phys Rev D, 1989,39:799; Close F E, Wambach A. Nucl Phys B, 1994,412:169.
[233] Kokoski R, Isgur N. Phys Rev D, 1987,35:907.
[234] Zhong X H, Peng G X, Li L, et al. Phys Rev C, 2006,74:034321.
[235] Rego R A. Phys Rev C, 1991,44:1944.
[236] Clark B C, et al. Phys Lett B, 1993,229:189.
[237] Li G Q, Machleidt R, Zhuo Y Z. Phys Rev C, 1993,48:1062.
[238] Cheon T. Phys Rev C, 1988,38:1516.
[239] Wang Q L, Dang L, Zhong X H, et al. Europhys Lett, 2006,75(1):36.
[240] Tolos L, et al. Nucl Phys A, 2001,690:547.
[241] Yao W M, et al. J Phys G, 2006,33:1.
[242] Scheinast W et al. Phys Rev Lett, 2006,96:072301.
[243] Corden M J, et al. Phys Rev D, 1982,25:720.
[244] Jaffe R L, Low F E, et al. Phys Rev D, 1979,19:2105.
[245] Musgrave B, et al. Nucl Phys B, 1975,87:365.
[246] Alexander G. Nucl Phys B, 1973,66:7.
[247] Golowitch E. Phys Rev D, 1971,4:262.
[248] Yan M L, Meng X H. Commun Theor Phys, 1995,24:435.
[249] Diakonov D, Petrov V, Polyakov M V. Z Phys A, 1997,359:305.
[250] Nakano T, et al. Phys Rev Lett, 2003,91:012002.
[251] Stepanyan S, et al. Phys Rev Lett, 2003,91:252001.
[252] Eidelman S, et al. Phys Lett B, 2004,592:1.
[253] Yao W M. J Phys G, 2006,33:1.
[254] Geel Y B, et al. J Phys G: Nucl Part Phys, 2006,32:387 - 405.
[255] Laget J M. Phys Rev C, 2007,75:014002.
[256] Miwa K, et al. Phys Rev C, 2008,77:045203.
[257] Hashimoto O, Tamura H. Prog in Part and Nucl Phys, 2006,57:564 - 653.
[258] Davis D H. Nucl Phys A, 2005,754:3c.

[259] Dalitz R H. Nucl Phys A, 2005,754:14c.
[260] Bamberger A, et al. Phys Lett B, 1971,36:412; Nuclear Phys B, 1973,60:1.
[261] Tamura H, et al. Phys Rev Lett, 2000,84:5963.
[262] Bedjidian M, et al. Phys Lett B, 1976,62:467.
[263] Bedjidian M, et al. Phys Lett B, 1979,83:252.
[264] May M, et al. Phys Rev Lett, 1983,51:2085.
[265] May M, et al. Phys Rev Lett, 1997,78:4343.
[266] Tanida K, et al. Phys Rev Lett, 2001,86:1982.
[267] Ajimura S, et al. Phys Rev Lett, 2001, 86: 4255; Kohri H, et al. Phys Rev C, 2002, 65:034607.
[268] Akikawa H, et al. Phys Rev Lett, 2002,88:082501.
[269] Ukai M, et al. Phys Rev Lett, 2004,93:232501.
[270] Tamura H. Nuclear Phys A, 2005,754:58c.
[271] Tanida K, et al. Nuclear Phys A, 2003,721:999c; Miwa K, et al. Nuclear Phys A, 2005, 754:80c.
[272] Miura Y, et al. Nuclear Phys A, 2005,754:75c.
[273] Bouyssy A. Nucl Phys A, 1977,290:324.
[274] Hüfner J, et al. Nucl Phys A, 1974,234:429.
[275] Povh B. Prog Part Nucl Phys, 1981,5:245.
[276] Hasegawa T, et al. Phys Rev C, 1996,53:1210.
[277] Bando H, Motoba T, Žofka J. Intermat J Modern Phys, 1990,21:4021.
[278] Hashimoto O, Tamura H. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2006,57:564 - 653.
[279] Ma Z Y, Speth J, Krewald S, et al. Nucl Phys, 1996,A608:305.
[280] Keil C M, Ho fmann F, Lenske H. Phys Rev C, 2000,61:064309.
[281] Aoki S, Bahk S Y, Chung K S, et al. Prog Theor Phys, 1991,85:1287.
[282] Ahn J K, Ajimura S, Akikawa H, et al. Phys Rev Lett, 2001,87:132504.
[283] Tamura H. Nuclear Physics A, 2009, 827:153c - 160c; Zhou S H. Chinese Phys C, 2009,33:497.
[284] Nagae T, Miyachi T, Fukuda T, et al. Phys Rev Lett, 1998,80:1605; Albertus C, Amaro J E, Nieves J. arXiv: nucl-th/0110046.
[285] Harada T. Nucl Phys A, 2000,672:181.
[286] Bart S, Chrien R E, Franklin W A, et al. Phys Rev Lett, 1999,83:5238.
[287] Friedman E. Nucl Phys A, 1998,639:511c.
[288] Loiseau B, Wycech A. Phys Rev C, 2001,63:034003.
[289] Stoks V G J, Rijken Th A. Phys Rev C, 1999,59:3009.
[290] Fukuda T, Higashi A, Matsuyama Y, et al. Phys Rev C, 1998,58:1306.
[291] Khaustov P, Alburger D E, Barnes P D, et al. Phys Rev C, 2000,61:054603.
[292] Schaffner-Bielich J, Gal A. Phys Rev, 2000, C62: 034311.
[293] Tan Y H, Luo Y A, Ning P Z, et al. Chin Phys Lett, 2000,17(6):401.
[294] Dang L, Li L, Zhong X H, et al. Phys Rev C, 2007,75:068201.

[295] Kohno M, Hashimoto S. Prog Theor Phys, 2010,123:157.
[296] Filikhin I N, Gal A. Phys Rev C, 2002,65:041001.
[297] Hiyama E, Kamimura M, Miyazaki K, et al. Phys Rev C, 1999,59:2351.
[298] Tanida K, Tamura H, Abe D, et al. Phys Rev Lett, 2001,86:1982.
[299] Tan Y H, Luo Y A, Ning P Z, et al. Chin Phys Lett, 2001,18(8): 1030.
[300] Tan Y H, Luo Y A, Ning P Z. Commun Theor Phys, 2003,40:91.
[301] Wang Q L, Dang L, Zhong X H, et al. Europhys Lett, 75(1):36.
[302] Diakonov D, et al. Z Phys A, 1997,359:305.
[303] Nakano T, et al. Phys Rev Lett, 2003,91:012002.
[304] Hyodo T. http://www. rcnp. osaka-u. ac. jp_hyodo/research/Thetapub. html.
[305] Kim H C, Lee C H, Lee H J. J Korean Phys Soc, 2005,46:393 - 396.
[306] Miller G A. Phys Rev C, 2004,70:022202.
[307] Cabrera D, Li Q B, Magas W, et al. Phys Lett B, 2008,608:231 - 239.
[308] Nagahiro H, Hirenzakia S, Oset E, et al. Phys Lett B, 2005,620:125 - 130.
[309] Zhong X H, Tan Y H, Peng G X, et al. Phys Rev C, 2005,71:015206.
[310] Zhong X H, Peng G X, Ning P Z. Phys Rev C, 2005,72:065212.
[311] Shen H, Toki H. Phys Rev C, 2005,71:065208.
[312] Gal A, Friedman E. Phys Rev Lett, 2005,94:072301.
[313] Gal A, Friedman E. Phys Rev C, 2006,73:015208.
[314] Cheston W, Primakoff H. Phys Rev, 1953,92,1537.
[315] Alberico W M, Garbarino G. Phys Rep, 2002,369:1.
[316] Garbarino G, Parreño A, Ramos A. Phys Rev Lett, 2003,91:112501.
[317] Garbarino G, Parreño A, Ramos A. Phys Rev C, 2004,69:054603.
[318] Feliciello A. Nucl Phys A, 2001,691:170c; Gianotti P. Nucl. Phys A, 2009,691:483c.
[319] Gill R L. Nucl Phys A, 2001,691:180c.
[320] Okada S, et al. Nucl Phys A, 2005,752:169c.
[321] Kang B H, et al. Phys Rev Lett, 2006,96:062301.
[322] Kim M J, et al. Phys Lett B, 2006,641:28.
[323] Parker J D, et al. Phys Rev C, 2007,76:035501.
[324] Bhang H, et al. Eur Phys J A, 2007,33:259.
[325] Chumillas C, Garbarino G, Parreno A, et al. Nucl Phys A, 2008,804:162.
[326] Agnello M, et al. Nucl Phys A, 2008,804:151.
[327] Bando H, et al. Phys Rev C, 1987,39:587; Ejiri H, et al. Phys Rev C, 1987,36:1435.
[328] Bando H, Motoba T, Zofka J. Int J Mod Phys A, 1990,5:4021.
[329] Ramos A, van Meijgaard R, Bennhold C, et al. Nucl Phys A, 1992,544:703.
[330] Ramos A, van Meijgaard E, Bennhold C. Nucl Phys A, 1992,544:703; Maruta T, et al. Nucl Phys A, 2005,754:168.

第 9 章

中高能探针在原子核上的奇异性产生

§9.1 引述-奇异性产生

对中高能核物理和强子物理，过去主要受关注的是核力、核子及其激发态的性质，以及核子集团的性质。从夸克层次看，这只涉及 u 夸克和 d 夸克。核子结构及其激发态的潜在自由度直接反映在核子激发谱上。例如，SU(6)对称的组分夸克模型预言了过多的核子态，远超过强子探针(hadronic probe)实验发现的核子态。虽然包含夸克对(diquarks)的夸克模型减少了自由度并预言了较少的核子共振态，但所谓“共振态丢失”问题远未澄清。在实验上，长期以来人们利用 π 介子探针研究核子谱。近年来电磁探针(电子或光子)和奇异性产生的高精度实验设备不断问世，为核子谱研究开辟了新途径，并与强子探针研究互相补充。在核物理中，添加 s 夸克引入了新的自由度：奇异性量子数。由此可以研究超子-核子相互作用、超子-超子相互作用、奇异强子共振态的产生和传播，以及奇异性交换机制。

奇异性自由度发现 50 年来，不论在夸克层次、强子层次还是核层次，奇异性物理越来越受到人们的关注。奇异性产生就是利用强子探针或电磁探针打靶(核子或普通核)，当探针能量达到或超过一定阈值时，使末态产生奇异粒子或超核。利用各种中能探针轰击核子产生奇异粒子是研究核子能谱的重要手段，其成果从粒子数据手册(PDG)[1]可见一斑。另一方面，利用各种探针轰击原子核产生超核从而研究超核的结构性质是奇异性核物理的主要内容。

奇异性产生是研究强子物质(hadronic matter)性质的有力工具。如同研究任何复杂系统一样，研究物质内的奇异粒子杂质及其传播，可以提供揭示物质形态的一个特定途径，其他途径不能代替。因此奇异性产生过程是研究包含奇异粒子的强相互作用和强子物质性质的重要工具[2, 3]，这导致该领域近年新实验结果不断出现和对奇异性产生反应机制的新认识。实际上，自 20 世纪 70 年代起已通过强子反应和光核反应开始了奇异性产生的研究。但直到近年，SATURNE 和 COSY(强子探针)，以及 ELSA 和 JLab(电磁探针)的发展，提供了大量精确的奇异性产生实验数据，使人们能够深入研究奇异性产生

的碰撞机制，进而研究重子谱与超核物理。

本书第 6 章 §6.5 节和 §6.6 节(质子探针)以及第 7 章 §7.7 节(π 介子探针)介绍过核子与核上的 K 介子产生与超子产生，以及 η 介子产生。鉴于包括电磁探针在内的各种探针的奇异性产生物理越来越受到人们的关注，国际上著名实验中心提供大量精确的奇异性产生实验数据，相应的理论研究广泛开展。本章将进一步较全面介绍各种探针在核子与核上的奇异性产生。

本书第 8 章介绍的奇异性交换反应(K^-，π^-)和协同产生反应(π^+，K^+)是奇异性核物理中最常用的反应过程，但由于入射粒子和出射粒子与靶粒子间的强相互作用性质，难于提取精确的定量信息，因为这与强相互作用理论模型密切相关。下面首先介绍各种电磁探针和强子探针在核子上的奇异性产生。

§9.2 奇异性产生的基本过程

9.2.1 研究概况

强子物理中的奇异性产生，即研究各种强子探针和电磁探针与核子靶(nucleon target)的二体相互作用导致末态产生奇异粒子。关注核子靶二体反应产生奇异性的原因有二。其一是研究基本过程的物理机制与核子激发谱(excitation spectrum)。近年来国际上十分重视这些基本过程的实验研究，在美国华盛顿大学(GWU)核研究中心(CNS)专门设立了实验数据分析中心(DAC)，其分波分析领域覆盖以下各种基本过程，如 πN，KN，NN，以及强子探针引起的光产生和电产生过程。其他重要分析中心还有德国 Mainz (MAID – Analyses)和荷兰 Nijmegen (NN OnLine)。此外，自 2004 年起，还组织了该领域的系列研讨会。这些基本过程实验信息源不断提供越来越多、越来越精确的数据。

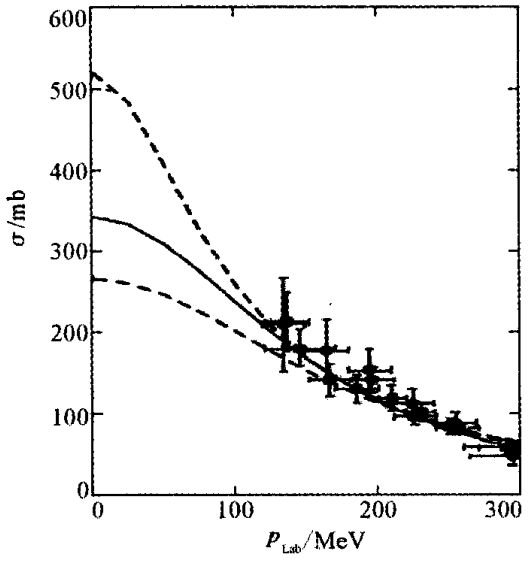


图 9－1 将 pΛ 散射截面实验数据外推至零能量可确定 pΛ 散射长度 $a_{p\Lambda}$

关注核子靶二体反应产生奇异性的第二个原因是提供多体研究(超核)或其他研究的输入量[4]。特别是反映低能 YN 相互作用的物理量：YN 散射长度 a_{YN}，其精确值还很难直接由 YN 二体散射实验得到，例如对 pΛ 系统迄今可得到的 $a_{p\Lambda}$ 数值仍有很大不确定性(图 9－1)。虽然极化 YN 散射已有初步实验研究[5]，但还难于用来严格提取 YN 相互作用。因而，除了超子–核子散射外，导至 3 体出射道的反应(如 N＋N→N＋K＋Y)可用来提取 YN 相互作用的详细信息。

利用质子探针(proton probe)，π 介子探针，

K 介子探针，电子探针和光子探针等中高能核探针已广泛开展了奇异性产生研究。实验上已进行观测的这些探针所对应的基本过程(元过程)如下：

$$p+p\rightarrow p+K^{+}+\Lambda,\ p+p\rightarrow p+K^{+}+\Sigma^{0}, \tag{9.1}$$

$$N+N\rightarrow N+N+\eta, \tag{9.2}$$

$$\pi+N\rightarrow \Lambda+K,\ \pi+N\rightarrow \Sigma+K, \tag{9.3}$$

$$\pi+N\rightarrow \eta+N, \tag{9.4}$$

$$\pi+N\rightarrow \phi+N, \tag{9.5}$$

$$\pi+N\rightarrow \omega+N, \tag{9.6}$$

$$\pi^{-}+p\rightarrow K^{0}+\pi+\Sigma, \tag{9.7}$$

$$K^{-}+n\rightarrow \pi^{-}+\Lambda, \tag{9.8}$$

$$K^{-}+p\rightarrow \Sigma^{0}+\pi^{0}, \tag{9.9}$$

$$K^{-}+p\rightarrow \pi^{0}+\Lambda, \tag{9.10}$$

$$K^{-}+p\rightarrow \pi^{0}+\pi^{0}+\Sigma^{0}, \tag{9.11}$$

$$e+p\rightarrow e'+K^{+}+(\Lambda\text{ 或 }\Sigma^{0}), \tag{9.12}$$

$$\gamma+p\rightarrow K+\Lambda, \tag{9.13}$$

$$\gamma+p\rightarrow p+\phi。 \tag{9.14}$$

研究清楚这些元过程，即各种探针与自由核子的二体相互作用，有利于研究各种探针与束缚核子的相互作用，有利于研究各种超核与奇异性物质的结构性质。这些元过程分为显含奇异性和隐含奇异性。其产生的奇异介子可以是 K 介子、η 介子及 ϕ 介子，K 介子显含奇异性，即 K 介子包含一个奇异(s)夸克或反 s 夸克；η 介子与 ϕ 介子隐含奇异性，即包含正反 s 夸克对。η 介子是赝标介子，它是轻夸克对和奇异夸克对的线性组合。

9.2.2　pp 碰撞中的奇异性产生

由前几章介绍知道，当入射质子能量增加到约 300 MeV(产生 π 介子的阈能)可产生 π 介子，进而形成 $\Delta(1232)$共振。从 300 MeV 到约 1.5 GeV 的能区(第一共振区)主要是 π 介子产生机制。超过这个能区达到第二共振区或更高能量，转移给靶粒子的能动量增加到足以激发比 π 介子更重的 K 介子，和 η 介子以及重子共振态，这些中间共振态的传播和衰变对奇异性产生过程起重要作用。

末态包含奇异粒子产生过程的截面很小，要求入射束动量较大。这决定了实验研究的难度。直到 1998 年德国 COSY (cooler synchrotron)完成了近阈 pp 碰撞奇异性产生的第一批高精度实验工作[6]，取得了入射质子能量范围在 2 至 6 GeV 的三个道 $pp\rightarrow pK^{+}Y$ ($Y=\Lambda$、Σ^{0}、Σ^{+})的总截面实验数据。图 9-2 是测量 $pp\rightarrow pK+\Lambda$ 反应的 COSY-11 设备示意图。

研究 pp 碰撞导致奇异性产生，可能的研究目标是①研究核子结构与核子激发态；②研究超-核子二体相互作用；③检验基于 QCD 的核子结构的夸克模型；④研究 QCD 在

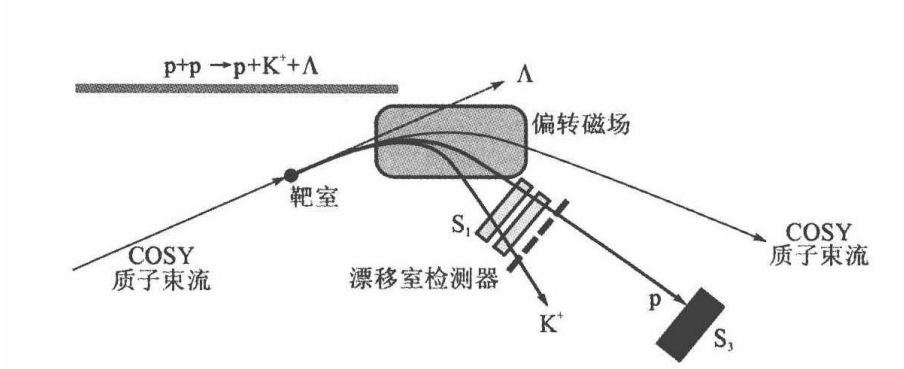


图 9-2　测量 $p+p\to p+K^{+}+\Lambda$ 反应的 COSY-11 设备示意图[6]

非微区的表现等。

下面具体讨论一些受关注的问题，首先考虑 Λ/Σ^{0} 截面比问题。由于 Λ 和 Σ^{0} 这两个电中性超子的夸克结构相似，单由同位旋关系即可知道 Λ 超子产生截面与 Σ^{0} 超子产生截面的比值

$$R = R_{\Lambda/\Sigma^{0}}(Q) = \frac{\sigma(p+p\to p+K^{+}+\Lambda)}{\sigma(p+p\to p+\Sigma^{0}+K^{+})}, \tag{9.15}$$

应有 $R\approx 3$。这个数值与已知的高能下（盈余能量大于 300 MeV）pp 散射 Λ/Σ^{0} 截面比 $R\approx 2.5$ 相当一致[7]。与此截然不同的是，在近阈能区（盈余能量 $\varepsilon\leqslant 13$ MeV），$p+p\to p+\Lambda+K^{+}$ 反应截面比 $p+p\to p+\Sigma^{0}+K^{+}$ 反应截面大得多，COSY-11 的实验结果平均给出 $R\approx 28$。实验数据如图 9-3 所示。这些数据表明，在不变碰撞能量 $\sqrt{s}$ 接近产生阈能时，观测到在相同的盈余能量 ε 为

$$\varepsilon = \sqrt{s} - m_{p} - m_{Y} - m_{K} \leqslant 13\ \text{MeV}。 \tag{9.16}$$

实际上，R 值由 20～30（阈能处）随能量增加变化到约 $R = 2.5$（高能处）。

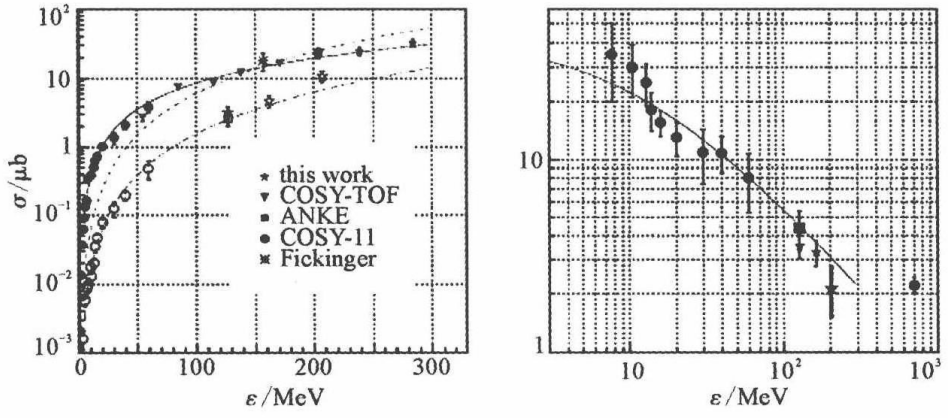


图 9-3　左图表示 $p+p\to p+K^{+}+\Lambda$ 产生过程总截面与盈余能量 ε 的关系
实验数据点：实心符号[8]，空心符号[9]，实三角[10]；标明“this work”的五星符号是最新数据[11]；右图是 Λ/Σ^{0} 截面比与盈余能量 ε 的关系，实线是包含 Λp 末态相互用的理论结果[11]。

为什么阈能附近实验结果比理论值大了一个数量级？这样大的 R 比值及其能量相关性反映了什么物理内涵？这些都是十分受关注的问题。目前在阈能附近上述比值很大的理论解释是，末态相互作用引起很强的 $\Sigma\to\Lambda$ 转换以及核子共振态 N(1650)、N(1710)、N(1720)的贡献[11]。这类实验数据不仅为解释 pp 碰撞奇异性产生机制的各种理论模型提供可能的检验，而且为研究重离子碰撞(heavy ion collision)奇异性产生提供重要参考。

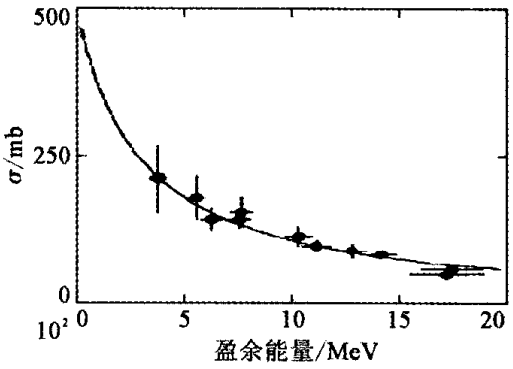


图 9-4　文献中给出的 pΛ 散射截面实验数据　此处横坐标已换算为盈余能量 ε；双箭头区域表示 $p+p\to p+K^+ +\Lambda$ 奇异性产生过程实验数据的范围；曲线表示两类过程联合拟合的结果，将曲线外推至零能量可确定 pΛ 散射长度 $a_{p\Lambda}$。

如前所述，要获取 pΛ 散射长度 $a_{p\Lambda}$ 等 pΛ 相互作用信息，由于 Λ 超子寿命短，直接进行 pΛ 散射实验难度大。已有数据极少，局限于相对能量在 3.8 MeV 以上，且低能区有很大不确定性。不得不借助 $p+p\to p+K^+ +\Lambda$ 奇异性产生过程实验数据，将 pΛ 散射数据与奇异性产生数据联合拟合曲线外推到低能端，如图 9-4 所示。按照文献[19]中 Goldberger 和 Watson 的专著 549 页，pΛ 散射截面可表示为

$$\sigma=\frac{1}{4}\frac{4\pi}{q^2+\left(-\frac{1}{a_s}+\frac{r_s q^2}{2}\right)^2}+\frac{3}{4}\frac{4\pi}{q^2+\left(-\frac{1}{a_t}+\frac{r_t q^2}{2}\right)^2},\tag{9.17}$$

其中 q 是质心系动量，a_s，r_s，a_t，r_t 分别是自旋单态(s)和自旋三重态(t)的散射长度 a 和有效力程 r。质子 p 和 Λ 超子自旋均为 1/2，pΛ 系统可处于自旋单态和自旋三重态。但目前非极化实验尚不能区分自旋三重态和单态，只能使用自旋平均值 $\bar{a}_{p\Lambda}$ 和 $\bar{r}_{p\Lambda}$。这样提取出 pΛ 散射长度 $\bar{a}_{p\Lambda}=-2.0$ fm 和有效力程 $\bar{r}_{p\Lambda}=1.0$ fm。一般认为，$p+p\to K^+ +(p\Lambda)$ 反应主要由(pΛ)自旋单态贡献。由极化实验测量将可直接确定自旋三重态和单态的贡献[12]。最新给出的 pΛ 相互作用的自旋平均有效力程参数为[11]

$$\begin{aligned}\text{散射长度}\quad \bar{a}_{p\Lambda}&=-2.43+0.16-0.17\ \text{fm},\\ \text{有效力程}\quad \bar{r}_{p\Lambda}&=2.21\pm0.16\ \text{fm}。\end{aligned}\tag{9.18}$$

从已完成的实验 $p+p\to p+p+\eta$、$p+p\to p+p+\phi$、$p+p\to p+K+Y$，经分析，已经看到了重子激发态Λ(1405)、Σ(1480)、Δ(1620)、N(1535)的行为，并将进一步系统进行 $p+p\to N+K+Y$ 实验[13]。原则上存在争议的一些重子共振态都可以通过设计特定的反应道利用 pp 散射进行研究。

在理论方面，由格点 QCD (Lattice quantum chromodynamics，LQCD)还难于计算 pp 碰撞中的奇异性产生过程[14]。像 $p+p\to p+Y+K^+$ 反应截面的理论计算通常采用平面波冲量近似(PWIA)或扭曲波冲量近似(DWIA)。奇异粒子产生的动力学机制

有介子交换模型，手征夸克模型、动力学耦合道模型、有效拉格朗日量模型等不同的理论模型。

首先介绍介子交换模型[15]。介子交换模型中，交换介子的类型、对应的相互作用拉格朗日量 L 和费恩曼图中相应顶点的耦合矩阵(coupling matrix)Γ，如表 9－1 所示。

表 9－1　交换不同介子对应拉格朗日量和耦合矩阵[16]

玻色子类型	相互作用拉格朗日量 L	耦合矩阵 Γ
标量(S 耦合)	$ig_S\bar{\psi}\psi\phi_S$	g_S
赝标量(PS 耦合)	$ig_{PS}\bar{\psi}\gamma_5\psi\phi_{PS}$	$ig_{PS}\gamma_5$
赝标量(PV 耦合)	$\frac{f_{PS}}{m}\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\psi\partial_\mu\phi_{PS}$	$i\frac{f_{PS}}{m}\gamma_5 q$
矢量(矢量耦合)	$g_V\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\phi_V^\mu$	$g_V\gamma_\mu$
矢量(张量耦合)	$\frac{f_V}{2m}\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi\partial^\mu\phi_V^\nu$	$i\frac{f_V}{2m}\sigma_{\mu\nu}q^\nu$

介子交换模型可有两类机制[17]，即 πK 介子交换机制(图 9－5a)和共振机制(图 9－5b)。第一类假定 π 和 K 介子交换是产生超子的最重要的机制；第二类假定通过交换 π、η、ρ 介子激发中间态 N^* 共振，进而衰变产生超子。

表 9－2　可与超子耦合的重子共振态　其中 4 星表示肯定存在且性质清楚，3 星表示接近 4 星级但需进一步确认

重子共振态	确认度	质量(MeV)	宽度(MeV)	ΛK 道衰变分支比	ΣK 道衰变分支比
$S_{11}(1650)$	＊＊＊＊	1 645～1 670	145～185	3%～11%	—
$D_{15}(1675)$	＊＊＊＊	1 670～1 680	130～165	<1%	—
$F_{15}(1680)$	＊＊＊＊	1 680～1 690	120～140	—	—
$D_{13}(1700)$	＊＊＊	1 650～1 750	50～150	<3%	—
$P_{11}(1710)$	＊＊＊	1 680～1 740	50～250	5%～25%	—
$P_{13}(1720)$	＊＊＊＊	1 700～1 750	150～300	1%～15%	—
$P_{33}(1600)$	＊＊＊	1 550～1 700	250～450	—	—
$D_{33}(1700)$	＊＊＊＊	1 670～1 750	200～400	—	—

中间态通常包括 $N^*(1650)$、$N^*(1710)$和 $N^*(1720)$，其中 $N^*(1650)$对超子产生的贡献尤为重要。有的文献采用 Jülich 介子交换模型，其中假定 π 和 K 介子交换还包含二者振幅的干涉效应(interference effect)。结果发现，在 Λ 超子产生情况下，K 介子交换是主要的，因而 π 和 K 交换的干涉增强或减弱给出类似的结果。然而，对于 Σ^0 超子产生的情况，π 和 K 交换的贡献相近，这使 Σ^0 产生明显减少。

另一种常用的模型是有效拉格朗日量模型。该模型是把 NN 碰撞中产生奇异介子

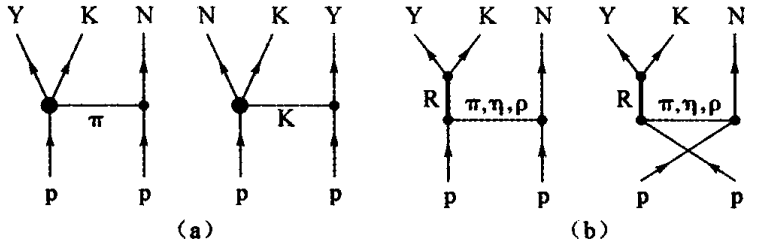


图 9－5　(a) π^+K 介子交换模型下 p＋p→N＋Y＋K 反应的费恩曼图
(b) 共振模型下 p＋p→N＋Y＋K 反应的费恩曼图

过程视为中间态重子共振的激发、传播和衰变的过程。产生的奇异介子可以是 K 介子和 η 介子，前者显含奇异性，后者隐含奇异性。国内邹冰松组利用有效拉格朗日量方法已经开展了许多很好的理论工作[18]。就目前的情况而言，理论上存在的最大困难就是很难在强子层次将各个共振态的相干行为考虑进去。

在对 p＋p→p＋Y＋K^+ 过程进行理论计算时，要符合实验数据，考虑出射粒子 Λp 间与 Σ^0p 间的末态相互作用(FSI)是重要的。常采用标准的 Watson-Migdal 近似方法计算 FSI，详见原始文献[19]。这个方法假定反应过程只发生在空间很小的范围里，这个条件对于包含较重介子的近阈反应是满足的。在这种情况下，FSI 对截面的贡献可以从主要产生截面分离开来。总反应振幅可以写为

$$A_{fi} = M_{fi}(N + N \to N + B + \phi) \cdot T_{FSI}。 \tag{9.19}$$

此处 M_{fi}(N＋N→N＋B＋ϕ)是介子 ϕ 的主要产生振幅，T_{FSI} 表示末态双重子再散射的贡献。当 FSI 趋于零时，它趋于 1。另一种考虑末态相互作用方法可参考文献[34]的附录。

最后指出，pp 反应 K^+ 产生作为 pA 反应和 AA 反应奇异性产生的基本过程常需要对 pp 反应 K^+ 产生单举截面实验数据作拟合曲线，如图 9－6 所示。图中实验数据取自[20, 21]，拟合曲线 A 和 B 分别是[22]和[23]的结果。由于核-核碰撞应用的需要[24]，图中横坐标采用阈上不变能量$\sqrt{s}-\sqrt{s_0}$，$\sqrt{s_0}$表示反应末态强子质量之和，即所确定道的阈能。图中截面值已重新参数化为不变能量的函数。

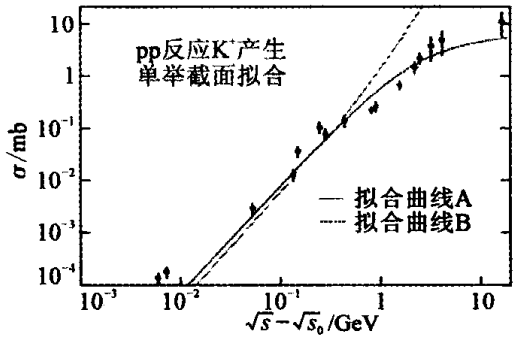


图 9－6　pp 反应 K^+ 产生单举截面实验数据拟合曲线　实验数据取自[20, 21]，拟合曲线 A 和 B 分别是[22]和[23]的结果。

总的来说，现有实验数据不仅为解释 pp 碰撞奇异性产生机制的各种理论模型提供可能的检验，而且为研究重离子碰撞奇异性产生提供重要参考。此外，对于 pp 碰撞 K 产生的研究可参见文献[25－28]，pp 碰撞双 K 产生(p＋p→p＋p＋K^+＋K^- 和 p＋p→d＋K^+＋K^-＋π^0)可参见文献[29－31]，ϕ 产生(p＋p→p＋p＋ϕ 和 p＋n→d＋ϕ)可参见[31, 32]。最后，关于 pp 反应中 Σ^0/Λ 产生比问题[33, 34]是

RHIC/STAR 实验研究的重点之一。所涉及的两种超子夸克内涵相同、质量相近($\Delta M \approx$ 77 MeV)、同位旋简并因子 $1/g_i$($g_\Sigma = 3$, $g_\Lambda = 1$)不同,它们的产生条件有何区别?末态相互作用是否相同?还有对于极化束 pp 碰撞自旋观测量的实验[35]与理论分析[36]以及极化转移反应 $p+p \to p+K^+ + Y$ 等问题。此外,在高能重离子反应中,高密物质影响 pp 反应超子产生机制吗?pp 反应 Σ^0/Λ 产生比改变吗?能量相关性如何?这些也是受关注的问题。

9.2.3 πN 碰撞中的奇异性产生

自 1952 年,费米及其合作者利用 πN 散射实验发现第一个核子共振态 Δ(1232)以来,πN 散射一直是研究重子共振态的主要工具。入射 π 介子能量约在 100～300 MeV 是 Δ_{33} 共振区,600～900 MeV 是第二共振区,1～10 GeV 就可能激发比 π 介子重的各种介子。1970—1980 年代国际上相继建成不少 π 介子工厂,为 π 核物理的实验研究打下良好基础(参见本书第 7 章)。由 π 介子探针研究共振区 πN 散射,人们对核子及核子共振态积累了大量数据,如截面、形状因子、衰变分支比(decay branching ratio)、衰变宽度、质量谱(mass spectrum)、自旋、寿命等,为研究 πN 相互作用,提取 πN 西格玛项,及核子共振态的性质等提供重要信息。另一方面,有关核子共振态的实验数据也是检验各种强子理论模型的依据。

最早的实验数据是 400～2 150 MeV 能区的 $\pi^{\pm}p$ 弹性散射截面[37]和 1 207～2 300 MeV 能区的 π^+p 弹性散射截面[38]。1980 年以前的实验数据已经总结在文献[39, 40]中。1980 年代介子工厂测量精度提高,当时在美国的 LAMPF,瑞士的 SIN、在欧洲的 CERN、在日本的 KEK,分别对 π^-p 的电荷交换和极化[41]、对 Roper 共振态以上的能区[42]以及对非弹性散射跃迁振幅也进行了测量。粒子数据手册(PDG)给出 π^+p 弹性散射截面和总截面最新实验数据的总结,如图 9-7[1]所示。然而实验提供的 πN 散射信息不少仍是含混不清的,例如早在 1964 年就发现的 Roper 共振态 $N^*(1440)$的性质一直存疑到新世纪[43]。当初 Roper 的论文指出[44],$N^*(1440)$只是在 π^-p 散射的分波分析中被发现,尽管它的自旋、同位旋、宇称量子数与普通核子相同,但是在 π^-p 实验总截面曲线中并未出现相应的隆起,激发能较高的 $D_{13}(1520)$与 $S_{11}(1535)$反倒有稍明显隆起。显然,对 Roper 共振等问题缺乏深入理解,就很难说对较高能区的核子共振态达到正确深入的理解。为此,1980 年后进行了更多的第一共振区 πN 散射实验[45—52]。有报道说似乎在美国 BNL 的 $\pi^- + p \to \pi^0 + \pi^0 + n$ 实验总截面曲线中曾观测到相应 $N^*(1440)$的隆起[53]。2006 年粒子数据手册(PDG)给出[1],Roper 共振质量估值为 1 485.0±1.2 MeV,宽度估值为 284±18 MeV。这些多少唯象的了解为进一步的理论解释打下基础[54]。

此外,WU 组[57]对 πN 散射实验数据(含极化测量)的分波分析,与较早的 KH 组[58]和 CMB 组[59]的分析对比,结果确认以前"看到"的 44 个核子共振态中只有 20 个态存在[57, 60]。这也反映在粒子数据手册 PDG[1]中(图 9-8),可以看出,现在给出的(右图)

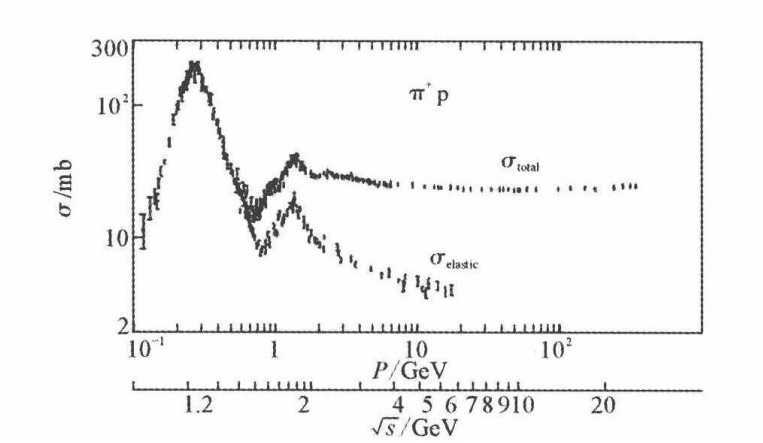


图 9－7　$\pi^+ p$ 弹性散射截面和总截面[1]

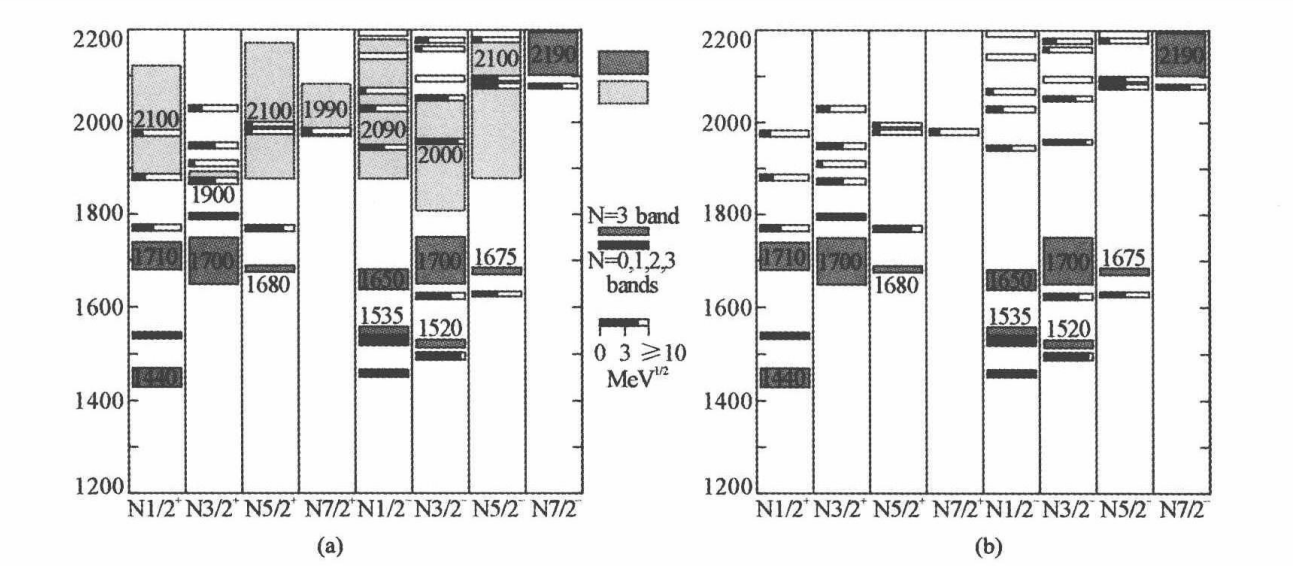


图 9－8　(a) 粒子数据手册 PDG[1] 较早给出的核子激发谱
(b) 粒子数据手册 PDG 现在给出的核子激发谱

核子激发谱中 3* 级和 4* 级态的数目比以前给出的 3* 级和 4* 级态(左图)少了许多。

πN 散射知识也是了解其他探针与靶核子(核)相互作用的基础。近年来新的 πN 散射实验观测量种类增多,精度大为提高[1, 56],观测能量扩展到 2 000 MeV 以上,以满足研究激发多个共振态和奇异性产生的需要。π＋N→Λ＋K 和 π＋N→Σ＋K 反应的实验数据见文献[186－187, 190];理论计算主要是共振态模型和夸克胶子耦合模型(quark gluon coupling model)[189—190]。

9.2.4　K 介子与核子(K^-p)碰撞中的奇异性产生

相比 πN 散射,KN 散射的实验数据要少很多和陈旧很多,大部分实验数据是 20 世纪 80 年代以前的。通过研究 KN 散射过程可以研究 Λ 和 Σ 超子谱的性质,寻找或确认尚未建立的超子共振态,研究负 K 介子与核子(原子核)形成束缚态的可能性,以及 K 凝聚等重要问题。

KN 弹性散射截面和总截面最新实验数据的总结如图 9－9[1]所示。最近 Crystal Ball 实验组公布了一批高精度的实验数据，他们完成了 KN 散射(负 K 介子入射能在 514～750 MeV 能区)到三个中性散射道的测量[74]。其中入射 K^- 介子动量为 514～750 MeV，产生 $\eta\Lambda$，$\pi^0\pi^0\Lambda$ 和 $\pi^0\pi^0\Sigma^0$ 末态的实验测量可参见文献[76－78]；用来观测 $\Sigma(1580)\frac{3}{2}^-$ 共振态的质心能量为 1 565～1 600 MeV 的 $K^- + p \to \pi^0 + \Lambda$ 实验数据见文献[159]；文献[160]和[162]给出了 $K^- + p \to \pi^0 + \Sigma^0$，$K^- + p \to \bar{K}^0 + n$ 及 $K^- + p \to \pi^0 + \Lambda$ 反应的实验数据。

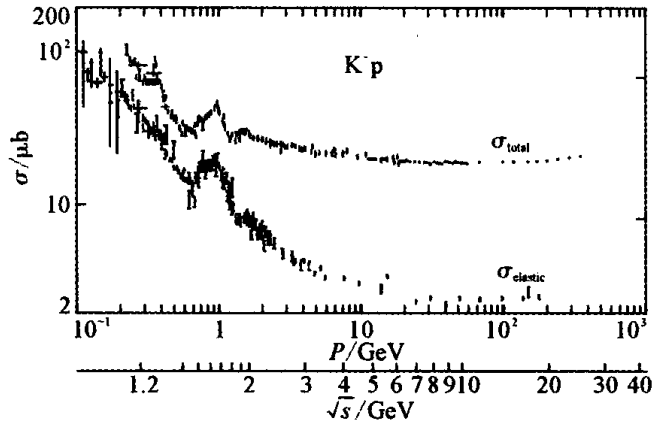


图 9－9　K^-p 弹性散射截面和总截面[1]

研究介子—核子散射主要有以下几种理论模型：(1)有效拉格朗日量方法[64]、(2)K 矩阵方法、(3)动力学耦合道方法[58, 60, 65]、(4)手征么正方法[66]、(5)手征微扰理论[67, 68]、(6)组分夸克模型[69]，(7)B－S 方程法[70]等。这些理论模型在相应文献中有详细介绍，这里只有选择地简要介绍一些模型。

首先看动力学耦合道方法[65]，即耦合道 Giessen 模型(coupled-channel Giessen model)[71]，这是由德国 Giessen 大学理论组发展起来的，可以计算共振区(2 GeV 以下)由 π 介子、电子、光子、中微子等入射粒子引起的反应过程，其中允许包含多个共振态(可达数十个)。

其次看 K 矩阵方法，K 矩阵是在分析二体散射问题时首先引入的，它与二体相互作用势 V 的关系由下式给出：

$$K = V + VP\left(\frac{1}{E - H_0}\right)K。 \tag{9.20}$$

其中 V 表示相互作用势，P 表示取主值，H_0 是二体系统哈密顿量。熟知的 S 矩阵和 T 矩阵可由 K 矩阵构造出来，即

$$T = \frac{K}{(1 - \mathrm{i}K)}；\ S = 1 + 2\mathrm{i}T。 \tag{9.21}$$

S 矩阵也可表示为

$$S_\alpha = \frac{1+\mathrm{i}|q|K_\alpha}{1-\mathrm{i}|q|K_\alpha}。\tag{9.22}$$

此处下标 α 指定一组量子数 $\alpha=(IlJ)$，它们分别是同位旋 I，轨道角动量 l 和总角动量 (total angular momentum) $J=l\pm 1/2$。

很早以前威格纳(E. P. Wigner)等人就建议可以采用 K 矩阵方法分析多道反应(特别是共振峰有重叠的情况)来代替简单的布赖特-威格那求和[72, 73]。K 矩阵方法的真正好处在于，它使所涉及的各种散射问题的表述大为简化，而 S 矩阵的么正性却自动保留下来。关于 K 矩阵方法具体的理论计算过程参见文献[65 - 70]。关于 K^-p 散射理论方面的研究可见文献[163 - 165]。上述实验数据和理论结果为研究超子共振态提供了很好的依据。目前关于超子谱的认识还是非常初步的。对于 Λ 超子激发态，实验上虽然已非常确定发现了 $\Lambda(1405)S_{01}$、$\Lambda(1520)D_{03}$、$\Lambda(1670)S_{01}$，但对他们结构的解释尚有不小争议，如以 Oset 为代表的学者认为他们是“动力学产生的态”或“分子态”，$\Lambda(1405)S_{01}$ 存在双极点结构[19]，而长期以来人们认为 $\Lambda(1405)S_{01}$ 是 KN 束缚态。此外国内以邹冰松为代表的理论组认为 $\Lambda(1405)S_{01}$ 可能还包含相当成分的五夸克态[79]，传统的夸克模型则将它们归类为 3 夸克态。关于 $\Lambda(1405)S_{01}$，另外一个问题是，其质量还不太确定，手征微扰模型的分析得出的结果在 1 420 MeV 左右[75]，但是 PDG[1] 建议值在 1 405 MeV 附近。如何依据实验数据理解这些 Λ 超子激发态仍是当前理论研究的热点问题。对于 Σ 超子激发态的认识相对 Λ 超子激发态知道得更少。在第一共振区，实验比较确认的只有 $\Sigma(1670)D_{13}$ 和 $\Sigma(1775)D_{15}$，在粒子表上还有很多共振态，比如 Σ(1560)、Σ(1480)、Σ(1580)、Σ(1620)、Σ(1670)等根本还没有找到与传统夸克模型对应的态。因此在理论上仔细研究 KN 散射过程，合理建立 Σ 超子谱也是当前理论迫切需要研究的问题。

§9.3　电磁探针与奇异性产生

本节介绍由电磁探针产生 K 介子与超核及相关的物理问题。首先讨论光子-核子作用产生奇异性的基本过程。然后讨论在核环境下与基本产生过程相联系的超子-核子相互作用问题。

9.3.1　引述

利用电磁探针实验研究核子与核已有数十年历史，但数据少，欠精确。利用核子靶的 K 介子光生过程的研究早在 20 世纪 50 年代就开始了，到 60 至 70 年代已有较好的唯象工作。此后由于实验条件的困难而中止。直到 80 年代末，新一代电子加速器建成，可以提供几个 GeV 能量的高流强极化连续电子束，情况开始大为改善。现在这些加速器

包括 JLab 的 CEBAF 和麻省理工学院的 MIT-Bates，位于德国 Bonn 的 ELSA/SAPHIR 和 Mainz 的 MAMI，Grenoble 的 GRAAL 以及日本大板的 Spring－8/LEPS 等等。

要了解光核反应过程中的 K 产生机制，首先要了解基本过程（光-核子反应的 K 产生）的机制。按照基本过程的费恩曼图，在强子层次（也可以在夸克层次）主要应搞清光产生过程的中间粒子，包括参与反应的介子共振和重子共振的数目、这些共振的性质、强子顶点因子和电磁顶点因子等等。由于无法使用微扰 QCD，目前由第一原理出发去理解和计算上述几个主要因素尚不可能。

在能量不太高情况下（如阈值以上 100 MeV），光生过程可由单个中间粒子共振态决定。如 π 介子产生主要由 $\Delta(1232)$ 共振态决定，η 介子产生主要由 $S_{11}(1535)$ 共振决定。但是产生奇异性的光生过程并未显示出由某单个粒子共振决定的迹象。目前的唯象理论模型是只合理地考虑尽量少的中间共振粒子数目，即根据粒子数据手册[1]选择那些 K 介子道衰变占主要地位的共振。然后，所有未知因子或常数由拟合实验数据来确定[81]。这种较实用的带有唯象性的模型已应用于包含 K 介子和超子的许多基本过程。

对光-核子反应的 K 产生过程，共有六个同位旋道，如下：

$$\begin{aligned} &\gamma + p \to K^+ + \Lambda^0, \quad \gamma + n \to K^0 + \Lambda^0, \\ &\gamma + p \to K^+ + \Sigma^0, \quad \gamma + n \to K^0 + \Sigma^0, \\ &\gamma + p \to K^0 + \Sigma^+, \quad \gamma + n \to K^+ + \Sigma^-。 \end{aligned} \tag{9.23}$$

直到 1990 年代末，对包含 K 介子和超子的许多基本过程开始有了大量精确数据。迄今，国际上已有多家实验室可以提供这样的数据，由光生实验产生 K 介子的典型例子可举出德国 Bonn-SAPHIR 能区为 0.8～2.6 GeV 的反应 $p(\gamma, K^+)\Lambda$，$p(\gamma, K^+)\Sigma^0$，$p(\gamma, K^0)\Sigma^+$ 和美国 JLAB 能区为 0.9～2.3 GeV，2.6 GeV 的反应 $p(\gamma, K^+)\Lambda$，以及日本 Spring－8 能区为 1.5～2.4 GeV 的反应 $p(\gamma, K^+)\Lambda$，$p(\gamma, K^+)\Sigma^0$。

最先由光子探针研究奇异性产生的高精度实验数据是 1998 年获得的[82]。这些数据立即引起许多理论家的兴趣[83—89]。

9.3.2 基本过程理论分析

现在在有效拉格朗日量方法的框架下作简要介绍。在有效拉格朗日量方法中[90—93]，把参与反应过程的粒子（含中间态粒子）视为有效场（由相应的质量、衰变宽度和光耦合幅度限定）。为计算光生过程的反应截面需先确定费恩曼图。图 9－10 给出对应一阶项的图（树图）。在一阶项中虽未考虑圈图和末态相互作用，但反映了主要的动力学过程。

在由图 9－10 进行理论计算时先按照有效场论方法确定传播子和顶点结构。这些对于自旋为 1/2 的重子、膺标介子和轴矢介子均有标准形式。在有效场论中，对应每个共振粒子的耦合常数并非由理论本身确定，而是作为自由参数由拟合实验数据来确定。这

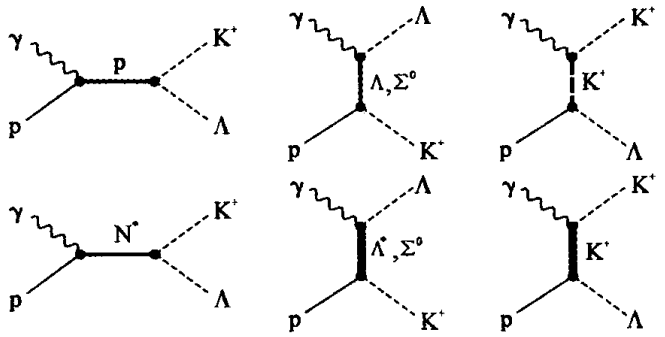


图 9－10　γ＋p→K⁺Λ 过程的费恩曼图(树图水平)
上行三图为 Born 项，其中质子交换在 s 道，Λ，Σ 交换在 u 道，
K^+ 交换在 t 道；下行三图是交换粒子共振态
的费恩曼图；对其他同位旋道也有类似的费恩曼图。

些参数常与夸克模型预言的数值[94—97]比较来确定。相互作用拉格朗日量反映电磁场(electromagnetic field)和强子场的相互耦合。这里只写出赝标耦合下强子 KΛp 相互作用拉格朗日量玻恩项(对应图 9－10 上行的费恩曼图)：

$$L_{K\Lambda p}^{PS} = -\mathrm{i}g_{K\Lambda p}K^{+}\bar{\Lambda}\gamma_5 N + \mathrm{h.c.}, \tag{9.24}$$

此处 KΛp 耦合常数 g 以及 KΣp 耦合常数均可参照味 SU(3)关系给出的数值[98]最后由实验确定。这两个耦合常数是计算反应截面的基本输入量。

在上述费恩曼图中强子顶点对应的有效拉格朗日量表示类点相互作用。为反映强子的有限大小，通常唯象地引入如下的偶极形状因子：

$$F_x(\Lambda) = \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (x - m_x^2)^2} \qquad (x = s, t, u)。 \tag{9.25}$$

其中 x 表示顶点处对应的离壳动量平方，Λ 表示截断质量。众所周知，包含电磁相互作用的任何反应理论必须满足电荷守恒的要求，这反映为一个基本的对称性-规范不变性。上述形状因子的引入将使得玻恩项反应振幅规范不变性被破坏。为了使规范不变性得到恢复，可以采取引入碰撞项等办法[99—101]，此处从略。

现在考虑光子(γ)与质子(p)散射，末态产生 K 介子(K)和超子(Y)过程，

$$\mathrm{p}(p^\mu) + \gamma(k^\mu) \to \mathrm{K}(p_{\mathrm{K}}^\mu) + \mathrm{Y}(p_{\mathrm{Y}}^\mu), \tag{9.26}$$

其中质心系四动量由下式给出：

$$\begin{aligned} k^\mu &= (\omega, \boldsymbol{k}), & p_{\mathrm{K}}^\mu &= (E_{\mathrm{K}}, \boldsymbol{p}_{\mathrm{K}}), \\ p^\mu &= (E_{\mathrm{p}}, -\boldsymbol{k}), & p_{\mathrm{Y}}^\mu &= (E_{\mathrm{Y}}, -\boldsymbol{p}_{\mathrm{K}})。 \end{aligned} \tag{9.27}$$

光生反应的质心系微分截面可表示为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{1}{64\pi^2}\frac{|\boldsymbol{p}_K|}{\omega}\frac{1}{W^2}\sum_{\lambda\lambda'\lambda}|M_\lambda^{\lambda\lambda'}|^2。\tag{9.28}$$

其中 $W\equiv\sqrt{s}$ 是反应过程的不变能量，s 是 Mandelstam 变量。$M_\lambda^{\lambda\lambda'}$ 是费恩曼振幅，它包含反应过程的全部动力学。另一个观测量是末态极化粒子不对称性 A，其定义为

$$A=\frac{d\sigma^+-d\sigma^-}{d\sigma^++d\sigma^-}。\tag{9.29}$$

理论计算表明，只考虑相互作用拉格朗日量玻恩项(对应图 9－10 上行的费恩曼图)并不能符合实验观测量，必须考虑与图 9－11 下行的中间共振态有关的“背景贡献”后，理论结果才能较好符合实验数据。根据粒子数据手册选择出那些 K 介子道衰变占主要地位的共振态，它们是 $S_{11}(1650)$，$P_{11}(1710)$和 $P_{13}(1720)$这三个已被确认的共振态，以及“失踪”的 $D_{13}(1895)$共振态。这样，对于 $\gamma+p\to K^++\Lambda$ 过程总截面，理论计算结果与实验比较相当一致，见图 9－11。

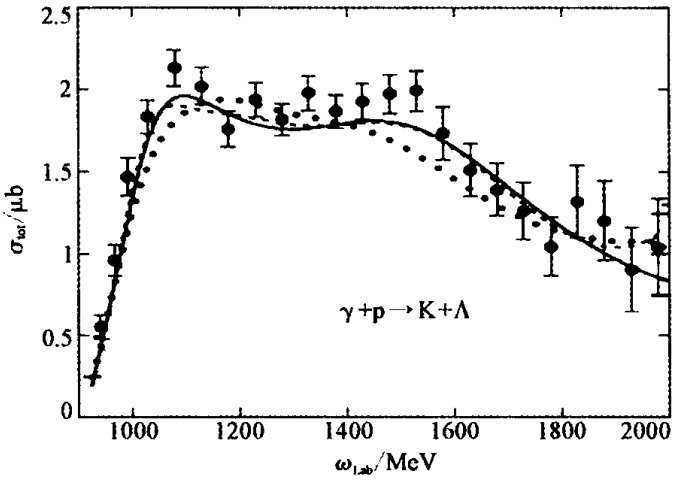


图 9－11　$\gamma+p\to K^++\Lambda$ 反应总截面随光子能量变化的实验数据[102]与理论的比较　三条曲线是三个理论模型的结果。

对于基本过程 $\gamma+p\to K^++\Lambda$ 的理论分析方法有多种。在这个二体反应中，由于中间态会涉及核子谱中多个态，这些核子共振态耦合在一起。在理论分析方法上允许有多种选择。一般可采用耦合道[103]和非耦合道两类理论框架。在有效拉格朗日量方法中，有时把耦合道效应包含在 K 矩阵理论框架下考虑。各种方法都要经仔细处理保证规范不变性的要求，然后通过与实验数据比较才可以提取重子共振的耦合常数(coupling constant)，并检验有 QCD 基础的各种理论模型。

理论方法还可分为夸克层次和强子层次两大方面。前者如组分夸克模型[104—106]、Regge 理论模型[107]和手征理论模型；后者如 Isobar 模型[108—111]、耦合道模型(coupled channel model)[103]和输运模型(transport model)等。Isobar 模型就是在树图有效拉格朗

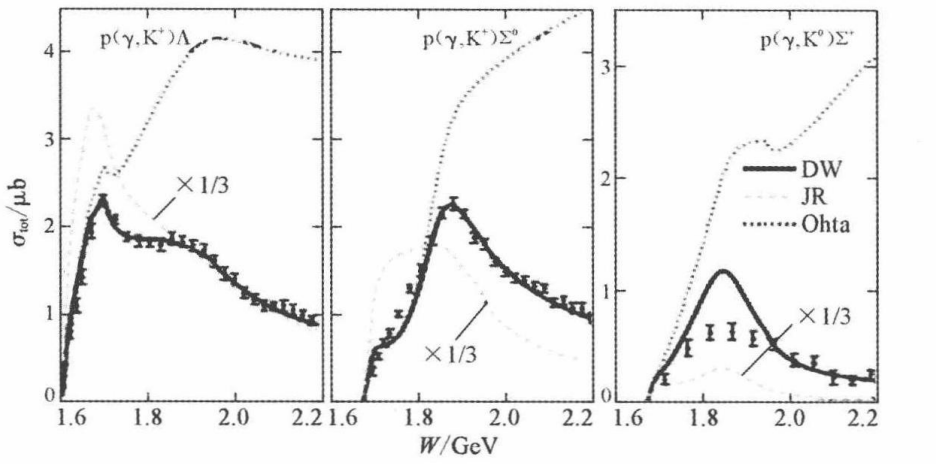


图 9－12　γp 反应 K 介子产生总截面实验数据[112, 113]　自左至右三个图对应三个出射道。实线(DW)、虚线(JR)和点线(Ohta)分别是三个理论组的拟合曲线[114, 115]，拟合已考虑 η 道的影响[116]。

日量方法中，把处理 π 产生的方法推广应用到奇异性产生过程。

9.3.3　奇异粒子的光产生

如前所述，核物理和粒子物理最重要的研究目标之一是统一地理解重子-重子相互作用。然而，人们对超子-核子相互作用的了解比 NN 相互作用少得多，这主要是由于实验上还很难实现超子探针或超子靶。于是不得不采取非直接的反应过程来研究这些奇异粒子。这些粒子中的奇异夸克带来的新自由度给出新的信息，这些信息从核子-核子散射得不到。另外，超核研究也依赖于超子-核子相互作用信息。基于上述背景，研究奇异粒子产生过程显得十分重要，一是提供超子-核子相互作用的信息源，二是在更基本的层次上研究产生过程的机制。为此目的，通常使用的反应过程是 K 介子在核子上的电磁产生。虚光子和实光子都可利用，但理论分析上实光子远比虚光子简单。

另一方面，在强子物理研究中，按照夸克模型应当有大量重子共振态，然而实验上在高于 1.8 GeV 的质量区，态密度远小于夸克模型理论预言的数目。早在 1980 年，Isgur 等就指出[80]，这些“失踪的共振态”可能在 πN 弹性散射实验中无法观测到(它们从 πN 道退耦)，却可能在光产生过程的多粒子末态显现出来。于是除了上面介绍的 πN、KN 散射以外，γN 散射也成为研究核子共振态和奇异性产生的重要手段[61, 62]。

1990 年代以来，γN 散射的大量数据来源于德国 Mainz 的光子标记设备，数据覆盖从阈值到 800 MeV 的能区[81－83]，美国 Brookheaven 的 LEGS 等也对 γn 散射作了测量[84－87]。此外，还有德国的 SAPHIR[88] 和日本的 CLAS[89] 以及法国的 LEPS[90] 等实验组给出的数据。

理论上也有许多方法用来处理奇异性光产生，如有效拉格朗日量方法、手征微扰论及夸克模型等等，且理论结果和实验结果符合较好。图 9－13 给出了 p(γ, η)p 过程散射截面随入射光子能量及质心能量之间的变化关系。当光子能量约为 770 MeV 时，散射截面达到最大值。

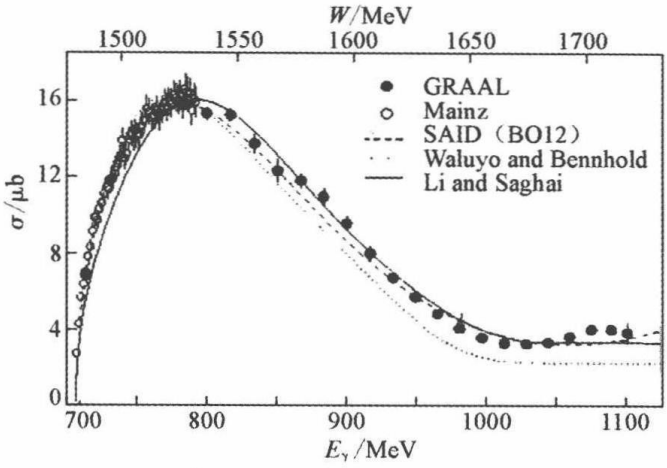


图 9-13　p(γ, η)p 反应总截面　GRAAL 结果(实心圈)与以前实验结果及理论结果比较。

9.3.4　奇异粒子的电产生

早在 20 世纪 60 年代中期就开始了奇异性电磁产生,但直到最近才认为该过程可能提供强子和电磁相互作用的基本信息。和奇异性光产生一样,奇异性电磁产生近来也引起了实验家的极大兴趣。除了早期 Harvard[166], Cornell[167]和 DESY[168]等实验小组对 $e+p\rightarrow e'+K^{+}+\Lambda$ 过程的研究外,最近 JLab 也展开了这方面的实验研究[169—172]。理论方面,虽然奇异性电磁产生研究比奇异性光产生研究少,但仍有不少工作。最早的理论工作应追溯到 20 世纪 70 年代中期,Levy 等人用 Regge 模型对电磁奇异性产生进行了研究[173]。随后 Adelseck 等人用包含 s 道,u 道或 t 道重子共振态的有效树图拉格朗日量方法[174—181]来研究电磁奇异性产生。图 9-14 给出了 $p(e, e'K^{+})\Lambda$ 实验数据和理论结果比较。

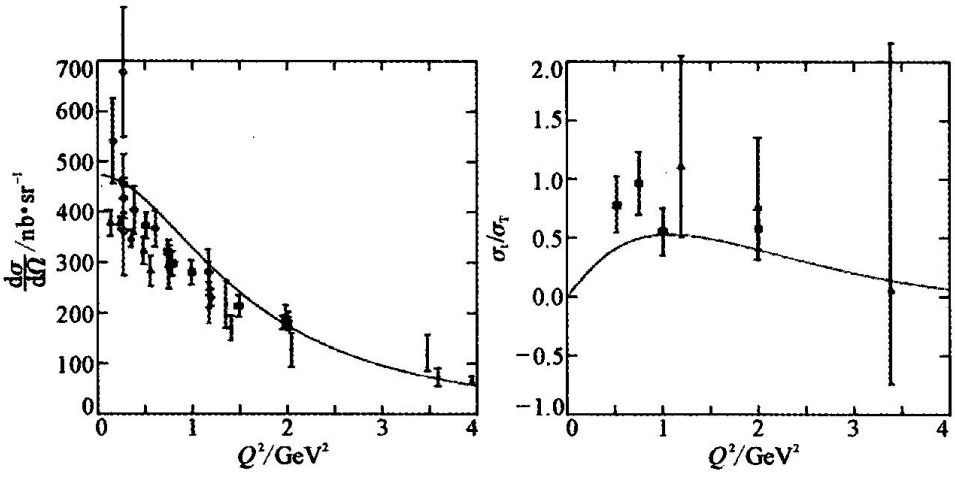


图 9-14　$p(e, e'K^{+})\Lambda$ 反应数据[91, 92]和理论曲线[93]

§9.4　核物质中的奇异性产生

奇异性产生实验研究的另一个重要方面是超核产生。自从 1953 年由乳胶实验首次发现超核以来，超核研究在上世纪曾经历了三个阶段。第一个阶段的乳胶实验研究只能提取轻 Λ 超核($A\leqslant16$)基态束缚能信息；20 世纪 70 年代初开始第二个阶段(K 探针)，利用欧洲 CERN 和美国 BNL 提供的负 K 介子束流，完成了一批(K^-，π^-)奇异性交换反应，开始了 P 壳层 Λ 超核基态和激发态的能谱研究，确认了很弱的自旋-轨道耦合力(spin-orbit coupling force)[94, 95]。到 20 世纪 80 年代开始了第三阶段(π 探针)，主要是美国 BNL 和日本 KEK 实验上先后完成了协同产生反应(π^+，K^+)[96—102]，获得了大量高质量 Λ 超核能谱。但是，上述实验数据存在的普遍问题是能量分辨率(resolving capability)不高，约为 MeV 量级。

进入 21 世纪以来，在这方面有了飞跃发展，表现在两个方面，一是超核 γ 射线谱仪-锗探测器阵列的问世[103]；二是利用电磁探针通过(e，e′K)反应获得超核谱[104]。

这些实验技术的新发展已使分辨率达到 keV 量级，从而开始定量提取超核能谱和超子-核子相互作用的确切信息。近年来欧洲的 COSY 和 SATURNE 在强子探针实验方面以及 ELSA 和 JLab 在电磁探针实验方面开展了不少有意义的工作。我国也在计划开展这方面的实验研究[105]。迄今国际上各种超核实验室的能量和功能分布情况见图 9－15。

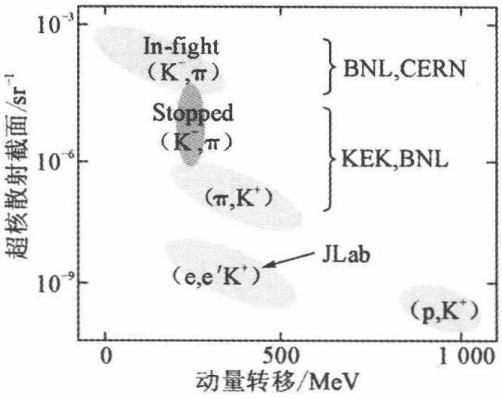


图 9－15　几种典型过程超核产生截面(hypernuclear cross section)与动量转移(momentum transfer)的关系　图中标示出了不同的实验过程和相应实验室名称[106]。

强子探针和电磁探针两种探针相比较，由于强相互作用机制的复杂性，强子探针的分辨能力受到限制，而由电磁探针产生超核有明显的优点。另外，光子和正 K 介子与原子核的相互作用都很弱，在核内平均自由路程很长，产生过程可在核内深部发生。对电磁过程在理论上了解很清楚，所以利用电磁探针产生 K 介子和超核提供了研究奇异性核物理的优良手段。例如在核层次，通常核结构中棘手的“泡利阻塞”问题对于超核结构不再存在。这使得超核结构和能谱的研究在实验上和理论上倍受关注，由此已揭示出超核内单粒子运动行为和超子-核子强相互作用性质等丰富知识。

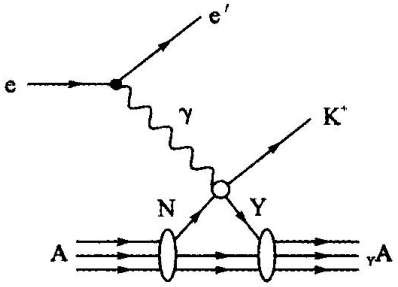


图 9－16　电磁探针通过交换虚光子 γ 在原子核 A 上产生 K^+ 介子和超核 $_Y$A

关于电磁探针产生 K 介子和超核的物理过程可由图 9－16 进一步理解。图中给出电子探针 e 与核 A 通过交

换虚光子发生电磁相互作用，末态产生 K^+ 介子和超核 ${}_Y^{}A$。（例如 $e+p\rightarrow e'+K^++\Lambda$，$e+{}^{12}C\rightarrow e'+K^++{}^{12}_{\Lambda}B$）。在虚光子与靶核相互作用时，产生一对 $s\bar{s}$，s 夸克与一个质子中的 u、d 夸克结合而形成 Λ 超子，$\bar{s}$ 与质子中的另一个 u 夸克结合而形成 K^+ 介子。

电磁产生与强子产生超核的最根本的差别在于前者是在核中的质子上发生，而强子过程是取代了核中的中子。随之而来的是，它们有不同的特性和研究方法（虽然也有类似之处）。

电磁产生有利于研究与自旋相关的相互作用。由于（e，$e'K^+$）反应中，其动量转移较高（>300 MeV）；由于吸收了自旋为 1 的虚光子，可以发生较强的自旋翻转跃迁到非自然宇称的高自旋态；也可跃迁到自然宇称态和深层束缚态。$\Delta l\neq 0$ 和 $\Delta s\neq 0$ 两者的跃迁都可以利用。也有利于研究重超核，因为即使 Λ 耦合到深层，预期实验上其能级展宽在一定条件下能观察到。

9.4.1 质子与核（pA）碰撞中的奇异性产生

1990 年代，通过 pA 碰撞导致奇异性产生的实验研究[107—110]和理论研究[111—114]开始受到关注。按照 Dover 的建议[115]，在 pA 碰撞过程中，超核的协同产生机制可以包括以下几种类型：

$$\begin{aligned} &1)\ p+{}_AZ\rightarrow{}^{A+1}_{\Lambda}Z+K^+,\\ &2)\ p+{}_AZ\rightarrow{}^{A}_{\Lambda}(Z-1)+p+K^+,\\ &3)\ p+{}_AZ\rightarrow K^++X。\end{aligned}\tag{9.30}$$

过程（1）导致较简单的二体末态，适合高分辨率研究；过程（2）导致三体末态；过程（3）属于单举反应，只测量出射 K 介子，并不观测其他末态粒子 X。

pA 碰撞中阈下 K^+ 产生（0.8～1.0 GeV）的实验观测早在 1988 年就由前苏联得到了总 K^+ 产额数据[119]，并由 K 产额与靶核质量的依赖关系（～A）得出结论，该反应主要由二步过程决定（经 π 或 Δ 中间态）[116－118]。接着由美国伯克利实验室完成了入射能量为 2.1 GeV（高于自由空间 NN 阈能 1.58 GeV）的 p＋NaF 和 p＋Pb 反映出射 K 介子谱测量[120]。后来 SATURNE[121] 和 CELSIUS[122] 分别在不同实验条件下进行了 1.2 GeV 能量的 $p{}^{12}C$ 反应的 K^+ 谱测量。但是，如文献[123]所指出，上述不同实验结果都一致性欠佳。于是 2001 年在 COSY-Julich 又进行了 1.0 GeV 能量的前向角大动量范围 $p\text{-}{}^{12}C$ 反应的 K^+ 谱测量[124, 125]。表 9－3 给出各种 pA 奇异性产生单举过程的实验情况。至此 pA 奇异性产生过程实验数据基本可以满足理论分析的需要。

表 9－3　pA 奇异性产生单举过程实验情况一览表

质子能量（GeV）	靶核	P_K（MeV）	Θ_K（±）	实验室
0.842～0.99	Be … Pb	总截面		PNPI
2.1	NaF，Pb	350～750	15～80	LBL

续　表

质子能量(GeV)	靶核	P_K(MeV)	Θ_K(±)	实验室
1.2, 1.5, 2.5	C, Pb	500～700	40	SATURNE
1.2	C	165～255	90	CELSIUS
1.65～2.91	Be, Al, Cu, Ta	1 280	10.5	ITEP(2000)
2.9	Be	545	17	ITEP(1996)
1.0	C, Cu, Au	171～507	≤12	ANKE(2001)
1.6	C, Au	275～1 075	40～64	KaoS(GSI)
1.6	Ni	275～1 075	40	KaoS(2002)
2.5, 3.5	C, Au	275～1 075	32～64	KaoS
2.5, 3.5	Ni	275～1 075	40	KaoS
1.0, 1.2, 1.5, 2.0, 2.3	C, Cu, Ag, Au	171～595	≤12	ANKE(COSY)(2004)

像 pp 碰撞奇异性产生的理论研究一样，pA 碰撞奇异性产生的理论研究也有玻色子交换模型(boson exchange model)和有效拉格朗日量方法等，具体介绍见文献[126，127，128]。

9.4.2　介子与核(πA 及 KA)碰撞中的奇异性产生

早在 20 世纪 70 年代，CERN 就开始用 K^- 介子束产生超核实验。随后 BNL 也开始了这方面的研究。早期的超核产生实验通过(K^-_{stop}，π^-)反应产生[129]。后来用运动的 K^- 介子(K^-，π^-)反应即奇异性交换反应研究了许多不同种类的超核[130—136]，特别是 p 壳超核的结构。但是由于 K 介子束密度低，p 壳超核很难统计且其质量谱的能量分辨率有限，所以用(K^-，π^-)反应研究的超核非常有限。到 20 世纪 80 年代中期，美国 BNL 的 AGS 实验组开始用(π^+，K^+)反应即奇异性协同产生反应来研究超核产生[137，138]。随后日本的 KEK[139，182—185]也展开了类似的实验。在这一类型的实验中，K 超导谱仪(K superconducting spectrometer)起着至关重要的作用。在这一时期得到了许多高质量的不同种类 Λ 超核中 Λ 粒子的质量谱，建立了超核光谱学(spectroscopy)且被广泛应用。理论上分析(K^-，π^-)，(π^+，K^+)反应的标准方法是扭曲波冲量近似，详细过程见文献[3]。

9.4.3　超核光产生与电产生

自 2000 年开始，JLab 实验室用 CEBAF 电子束流的电磁性产生超核实验登场。电磁(轻子)产生超核，如 $e+^{12}C \rightarrow e' + K^+ + ^{12}_{\Lambda}B$[140]。在虚光子与靶核相互作用时，产生了一对 $s\bar{s}$，s 夸克与一个质子中的 u、d 夸克结合而形成 Λ 超子，$\bar{s}$ 与质子中的另一个 u 夸克结合而形成 K^+ 介子。

在理论方面也得到了一些(e，e′K^+)反应中几种 Λ 超核产生截面理论计算值，见表 9－4。

表 9－4 $(e, e'K^+)$反应中几种 Λ 超核产生截面理论计算值

靶核	超核	Λ 轨道	截面(nb/sr)	靶核	超核	Λ 轨道	截面(nb/sr)
^{12}C	$^{12}_{\Lambda}B$	$S_{1/2}$	112	^{51}V	$^{51}_{\Lambda}Ti$	$S_{1/2}$	18
		$P_{3/2}$	79			$P_{3/2}$	41
		$P_{1/2}$	45			$P_{1/2}$	26
^{28}Si	$^{28}_{\Lambda}Al$	$S_{1/2}$	56			$D_{5/2}$	52
		$P_{3/2}$	95			$D_{3/2}$	48
		$P_{1/2}$	57			$S_{1/2}$	16
		$D_{5/2}$	131			$F_{7/2}$	32
		$D_{3/2}$	111			$F_{5/2}$	38

目前电磁产生超核仅有 JLab 的结果，而且，近期的实验正在数据分析中。在此之前，A 厅和 C 厅的超核实验结果分别见文献[145]和[146]。两者都测量了$^{12}_{\Lambda}B$ 的丢失质量谱，得到类似的结果。对$^{12}C(e, e'K^+)^{12}_{\Lambda}B$ 的精确测量可研究一个典型的基态 P 壳 Λ 超核的详细结构。从谱上可得到以下信息：

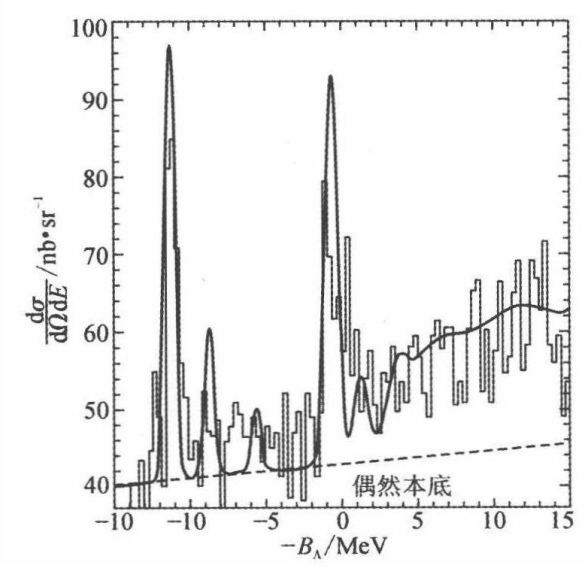


图 9－17 $^{12}C(e, e'K^+)^{12}_{\Lambda}B$ 丢失质量谱

(1) Λ 超子在超核中的结合能 B_Λ 是 JLab C 厅的$^{12}C(e, e'K^+)^{12}_{\Lambda}B$ 丢失质量谱。重子数为 A 的靶核在轻子的电磁作用下产生超核，$^{Z}A(e, e'K^+)^{Z-1}_{\Lambda}A$。图 9－17 是$^{12}C(e, e'K^+)^{12}_{\Lambda}B$ 反应的丢失质量谱，即$^{12}_{\Lambda}B$ 中 Λ 的结合能谱。下部的直方图为偶然符合本底，曲线是理论计算，该图选自文献[146]。上图的左边第一个突出的峰 $1^-(2^-)$态的束缚能约为 11.6 MeV；右边的突出峰的位置的结合能在零附近，超核的结合能 $B_\Lambda = 0$ 是非束缚态粒子的发射阈。

(2) 双态劈裂。基于某些轻超核、超子在核子上的散射的实验数据以及味 SU(3)对称性，理论上建立了壳模型的有效 ΛN 相互作用势[156—158]，见下式：

$$V_{\Lambda N} = V + \Delta + V_{s_\Lambda} + V_{s_N} + T, \tag{9.31}$$

其中 $V = V(r)$ 是中心部分，$\Delta = V_\sigma(r)s_\Lambda \cdot s_N$ 是自旋-自旋项，$s_\Lambda = V_\Lambda(r)s_\Lambda \cdot l_{N\Lambda}$ 是 Λ 的自旋-轨道项，$T = V_T(r)S_{12}$ 是张量部分，V_{s_N} 为核子的自旋-轨道项。这个势特别灵敏于相互作用的自旋部分，核能级的双态劈裂基本上由 Δ，V_{s_Λ} 和 T 决定。考虑在核中的 P 壳层

上的一个核子被在 s 壳层的一个 Λ 粒子所取代，Λ 耦合到母核的一个核态。如母核的自旋为 J^{A-1}，则电磁产生的超核将创建出一个双态：$J = J^{A-1} \pm 1/2$（弱耦合模型）。图 9-17 的左边第一个突出的峰（$B_\Lambda = 11.6$ MeV），它对应于 S 态的 $\Lambda(S_{12})^\Lambda$ 耦合到原先为 P_{32} 的芯核 ^{11}B 基态上（$3/2^-$ 态），形成基态的双态束缚态 1^- 和 2^-。其中 2^- 态由 Λ 的自旋翻转而达到，属非自然宇称态。它们的截面（在能谱图上正比于峰的高度）则正比于芯核 ^{11}B 的 P_{32} 的质子空穴强度，2^- 态还正比于自旋翻转概率。由于该实验的能量分辨率还不够高，也由于信-噪比差（1∶1），不足以分开它们。右边突出的峰，由在 P 轨道上的 $\Lambda(P_{12})_\Lambda$ 或 $(P_{32})_\Lambda$ 耦合到芯核 ^{11}B 的 $(P_{32})_p$ 形成超核的 pΛ 自旋-轨道双态 2^+ 和 3^+。其中 3^+ 态由自旋翻转而来，属非自然宇称态。图中其他一些较小的峰可能是由于反应中促使 Λ 到一个较高的轨道或使在基态的一个 Λ 耦合到一个被激发的核芯上的缘故，如第二个 2^- 态（$B_\Lambda = -4.9$ MeV）是 s 壳中的 Λ 耦合到 ^{11}B 芯核的第一激发 $3/2^-$ 态。1^- 和 2^- 态及 2^+ 和 3^+ 之间的能级间距反映自旋相关的作用力的大小。

因此，实验数据可提供理论工作者检验他们参数化的理论模型。由于电磁产生到目前为止，还没有这方面的数据。有兴趣者可以参考强子过程超核的自旋-轨道[147]，自旋-自旋能谱的研究[148]和 ΛN 的张量力能谱[149]的实验研究。

以上是由电磁产生超核的仅有的实验结果[145, 146]。JLab A 厅和 C 厅的两个实验精度较高的实验都还在数据分析中，预计这两个实验能把能级 1^- 和 2^-、2^+ 和 3^+ 态分开。电磁过程的超核物理还有更多的内容需要进行实验研究，如超核的产生截面，超核寿命，超核的介子，非介子衰变，质子-中子与中子-中子衰变比，超核是否收缩，核密度（kernel density function）是否增加及电荷对称性破缺（charge symmetry broken）等。有些内容，虽然在强子过程的超核中已作了研究，但在电磁过程中也还值得研究；有些内容只有在电磁产生的超核中研究。由于电磁产生超核是超子替换了核中的质子，而强子过程是替换了中子，因此电磁过程的超核研究不能完全套用强子过程研究超核的方法。

在核物质内的 Λ 超子的单粒子性质只有通过重超核的谱才能得到。研究核内部结构，深层束缚的 Λ 态，形成窄的能级结构，由实验数据抽取出 ΛN 的势阱深度的信息，它们表征 ΛN 势的几何形状和有效质量。对重超核的研究，还可以研究 Λ 超子在核内是否还保持它的作为一个重子的特性。JLab C 厅将研究中重超核，它们是 ^{51}V(e, e′K$^+$)$^{51}_{\Lambda}$Ti，^{89}Y(e, e′K$^+$)$^{89}_{\Lambda}$Sr，^{6,7}Li(e, e′K$^+$)$^{6,7}_{\Lambda}$He 和 ^{10,11}B(e, e′K$^+$)$^{10,11}_{\Lambda}$Be，预计能量分别率达 300 keV。

如前所述，虽然光子和 K$^+$ 介子与原子核的相互作用都很弱，在核内平均自由路程很长，产生过程可在核内深部发生等优点，但由于实验设备方面的欠缺，直到 1994 年才有 (γ, K$^+$) 方面的实验结果[150]。随后 Mainz 的 MAMI-C 实验室，BONN 的 ELSA 实验室及 JLab 实验室[151]都进行了这方面的实验。理论方面有平面波冲量近似[152]、相对论多体模型[153]、相对论扭曲波冲量近似[154, 165]等方法来研究 (γ, K$^+$) 超核光产生。图 9-18 给出 K 介子、π 介子和 γ 光子三种探针与 ^{12}C 靶引起的 Λ 超核产生截面随激发能变化的比较。

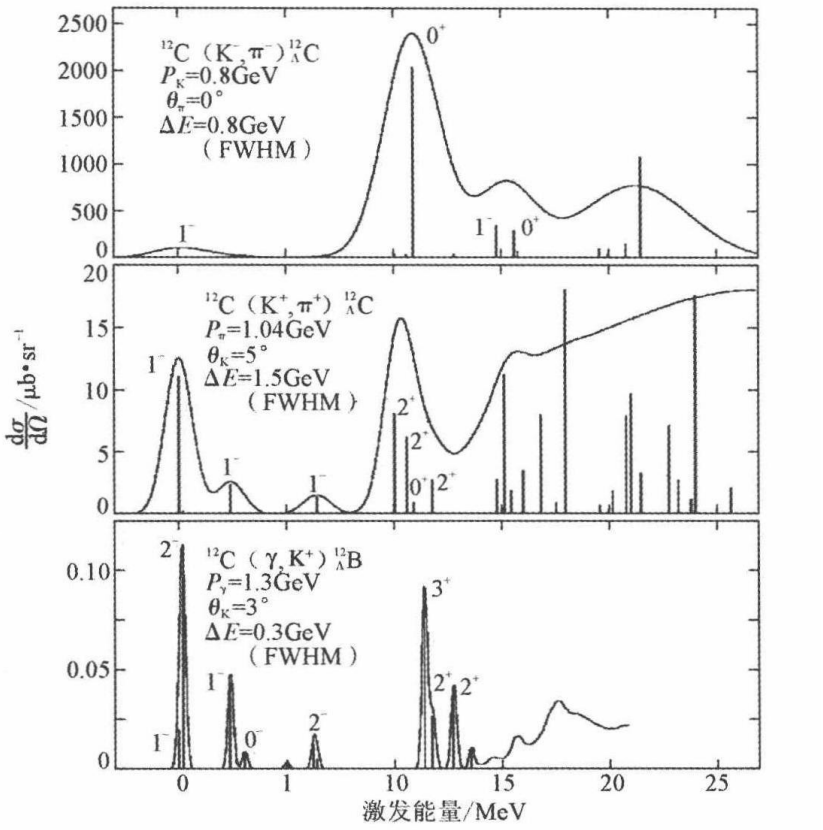


图 9-18　三种探针与^{12}C靶引起的 Λ 超核产生截面随激发能的变化

§9.5　问题与展望

从本章以上各节的介绍可以看到，奇异性产生，即利用各种中高能探针轰击核子或原子核产生奇异粒子或超核，已成为研究核子能谱与超核结构性质的重要手段，以及研究包含奇异粒子的强相互作用和强子物质性质的重要工具。构成了奇异性核物理的重要内容。近年来该领域的新实验结果不断涌现，对奇异性产生反应机制的新认识不断增长。也存在着更多有待澄清的问题。

例如，鉴于 YN 二体相互作用的重要参量 YN 散射长度 a_{YN} 的精确值还很难直接由 YN 二体散射实验得到，人们期望由奇异性产生实验能提取这方面的信息。YN 相互作用的信息越来越显得重要，例如 Λ 超子与核子的散射长度 $a_{p\Lambda}$ 数值大小直接影响诸如以下课题研究：超核稳定性、核子共振态、味 SU(3)对称性、奇异性产生机制、重离子反应机制以及中子星物质的性质等。

对于实验上已较确认 $N^*(1535)S_{11}$、$N^*(1650)S_{11}$ 这些共振态还有不同认识。如它们到底是传统的三夸克态，还是所谓动力学产生的"态"；又如 $N^*(1535)S_{11}$ 还可能含有五夸克态成分，这些都有待更多的实验数据来进行分析。目前认为，为进一步改进对 Roper$N^*(1440)$参数的确定，以及靠近 Roper$N^*(1440)$的 πN 散射 P_{11} 分波共振的确定

(1 个共振还是两个),也需要更多的实验和理论研究。

最后指出,我国兰州重离子加速器冷却存储环(HIRFL/CSR)可以提供质心能量在 3 GeV 以上的质子束流,在 pp 散射和 pA 散射相关课题研究方面将具有很好的前景。

参考文献

[1] Yao W M,et al. J Phys G, 2006,33:1; Amsler C, et al. Phys Lett B, 2008,667:1; Nakamura K, et al. Journal of Physics G, 2010, 37:075021.

[2] Davis D H. International Workshop on Strangeness in nuclei. Singapore:World Scientific, 1993.

[3] 宁平治等.《奇异性核物理》. 北京:科学出版社,2008.

[4] Wen W, Shen H. Chinese Phys Lett, 2010,27:042101; Xu J, Chen, L W,Ko C M,et al. Phys Rev C, 2010,81:055803; Hiyama E, YamadaT. Prog Part Nucl Phys, 2009,63:339.

[5] Nagata J, et al. Phys Rev C, 2002,66:061001(R); Kadowaki T,et. al. Eur Phys J A, 2002,15: 295; Ishikawa S,et al. Phys Rev C, 2004,69:034001.

[6] Brauksiepe S, et al. Nucl Instr Meth A, 1996,376:397; Sewerin S, et al. Phys Rev Lett, 1999, 83:682; Kowina P,et al. Eur Phys J A, 2004,22:293.

[7] Baldini A,et al. Total Cross-Sections for Reactions of High-Energy Particles. Springer, Berlin, 1988.

[8] Grzonka D. Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement, 2009,2:105; Presented at the Symposium on Meson Physics, Kraków, Poland, October 1 - 4,2008.

[9] Kowina P,et al. Eur Phys J A, 2003,18:351.

[10] Balewski J, et al. Phys Lett B, 1998,420:211; Bilger A, et al. Phys Lett B, 1998,420:217.

[11] Sibirtsev A,et al. Eur Phys J A, 2006, 27:269; Budzanowski A, et al. Phys Lett B, 2010,687:31.

[12] Gasparyan A, et al. Phys Rev C, 2004,69:034006.

[13] Stroher H. Chinese Physics C, 2009,33:1102.

[14] 何汉新. 核色动力学导论. 合肥:中国科学技术大学出版社,2009.

[15] Sibirtsev A, Tsushima K, Cassing W,et al. Nucl Phys A, 1999,646:42;Tsushima K, Sibirtsev A, Thomas A W,et al. Phys Rev C, 1999,59:369.

[16] 宁平治,李磊,闵德芬. 原子核物理基础. 北京:高等教育出版社,2003.

[17] Sibirtsev A, Haidenbauer J, Hammer H W,et al. Eur Phys J A, 2006,29:363 - 367.

[18] Liu B C, Zou B S. Phys Rev Lett, 2006,96:042002; Commun Theor Phys, 2006,46: 501 - 506.

[19] Watson K. Phys Rev, 1952,88:1163; Migdal A B. Sov Phys JETP, 1955,1:2; Goldberger M, Watson K M. Collision Theory. Willey,New York, 1964.

[20] Balewski J T, et al. Phys Lett B, 1998,420:211 - 257.

[21] Schopper H(Editor), Landolt-Bornstein, New Series, Vol. 1/12, Springer-Verlag, 1988.

[22] Rudy Z,et al. Eur Phys J A, 2002,15:303.

[23] Zwermann W. Mod Phys Lett A, 1988,3:251.

[24] Cassing W, Bratkovskaya E L. Phys Rept, 1999,308:65.

[25] Valdau Yu, Kopteva V, Barsov S, et al. Phys Lett B, 2007, 652:245 - 249.

[26] Xie J J, Zou B S . Phys Lett B, 2007 , 649:405 - 412.

[27] Cao X, Lee X G, Wang Q W. Chinese Phys Lett, 2008,25:888 - 891.
[28] Xie J J, Zou B S, Chiang H C. Phys Rev C, 2008,77:015206.
[29] Maeda Y, Hartmann M, Keshelashvili I, et al. Phys Rev C, 2008,77:015204.
[30] Kleber V, Büscher M, Chernyshev V, et al. Phys Rev Lett, 2003,91:172304.
[31] Hartmann M, Maeda Y, Keshelashvili I, et al. Phys Rev Lett, 2006,96:242301.
[32] Maeda Y, Hartmann M, Keshelashvili I, et al. Phys Rev Lett, 2006,97:142301.
[33] van Buren G, for the STAR Collaboration. Rom Rep Phys, 2006,58:69 - 74.
[34] Sibirtsev A, Haidenbauer J, Hammer H-W, et al. Eur Phys J A, 2006,29:363 - 367; Eur Phys J A, 2007,32:229 - 241.
[35] Maggiora M. IX International Conf on Hypernuclear and Strange Particle Physics. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, October 10 - 14,2006.
[36] Boros C, Liang Z T. Phys Rev D, 1996,53:R2279 - R2283.
[37] Bardsley D J,et al. Proc Oxford Baryon Conf, 1976.
[38] Abe K,et al. Phys Rev D, 1976,16:3556.
[39] Höhler G, Kaiser F, Koch R, and Pietarinen E. Handbook of Pion-Nucleon Scattering. Karlsruhe, Fachinformationszentrum, 1979.
[40] Höhler G. Pion-Nucleon Scattering. Berlin,Springer, 1983.
[41] Fukushima M,et al. Nucl Phys B, 1980,167:307.
[42] GIIn M G,et al. Proe Baryon ed, 1980,141.
[43] Suzuki N, Diaz B J, Kamano H, et al. Phys Rev Lett, 2010,104:042302.
[44] Roper L D. Phys Rev Lett, 1964,12,340.
[45] Sadler M E, Briscoe W J, Fitzgerald D H,et al. Phys Rev D, 1987,35:2718.
[46] Mokhtari A, Eichon A D, Kim G J, et al. Phys Rev D, 1987,35:810.
[47] Wightman J A,et al. Phys Rev D, 1998,38:3365.
[48] Seftor C J,et al. Phys Rev D, 1989,39:2457.
[49] Kim G J,et al. Phys Rev D, 1990,41:733.
[50] Supek I, et al. Phys Rev D, 1993,47:1762.
[51] Sadler M,et al. Phys Rev C, 2004,69:055206.
[52] Starostin A,et al. Phys Rev C, 2005,72:015205.
[53] Prakhov S,et al. Phys Rev C, 2004,69:045202.
[54] Alekseev I G, et al. Phys Lett B, 2000,485:32.
[55] Kamano H, Nakamura S X, Lee T S H,et al. Phys Rev C, 2010,81:065207.
[56] Diaz B J, Kamano H, Lee T S H, et al. Chin J Phys, 2009,47:142.
[57] Burkert V, Lee T S H. Int J of Mod Phys E, 2004,13:1035.
[58] Matsuyama A, Sato T, Lee T S H. Phys Rep, 2007,439:193.
[59] Arndt R A, Briscoe W J, Strakovsky I I. Phys Rev C, 2006,74:045205.
[60] Diaz B J, Lee T S H, Matsuyama A, et al. Phys Rev C, 2007,76:065201.
[61] Diaz B J. Invited plenary talk, to appear in the Proceedings of XIII International Conference on Hadron Spectroscopy. Florida State University ,November 29 - December 4,2009.

[62] Suzuki N, Sato T, Lee T S H. Phys Rev C, 2009,79:025205.

[63] Zou B S, Riska D O. Phys Rev Lett, 2005,95:072001.

[64] Wu J J, Dulat S, Zou B S. arXiv: 0909.1380; Phys Rev D, 2009,80:017503; Long B, van Kolck U. arXiv:0907.4569 [hep-ph].

[65] Diaz B J, Saghai B, Lee T S H,et al. Phys Rev C, 2006,73:055204.

[66] Oller J A, Oset E, Ramos A. Prog Part Nucl Phys, 2000,45:157 - 242.

[67] Pascalutsa V, Vanderhaeghen M, Yang S N. Phys Rept, 2007,437:125.

[68] Mai M, Bruns P C, Kubis B,et al. Phys Rev D, 2009,80:094005;Bouzas A O. Eur Phys J A, 2008,37:201.

[69] Shyam R, Lenske H, Mosel U. Phys Rev C, 2004,69:065205; Nucl Phys A, 2006,764:313.

[70] Golli B,Sirca S. Eur Phys J A, 2008,38:271 - 286.

[71] Feuster T, Mosel U. Phys Rev C, 1998,58:457; Phys Rev C, 1998,59:460.

[72] Wigner E P. Phys Rev, 1946,70:15.

[73] Chung S U,et al. Annalen Phys, 1995,4:404.

[74] Manweiler R,et al. Phys Rev C, 2008,77:015205; Prakhov S,et al. Phys Rev C, 2009,80:025204.

[75] Sarkar S, Oset E, Vacas M J V. Phys Rev C, 2005, 72:015206; Oller J A. Eur Phys J A, 2006, 28:63; Magas V K, Oset E, Ramos A. Phys Rev Lett, 2005,95:052301; Roca L, Hyodo T, Jido D. Nucl Phys A, 2008,809:65; Roca L, Sarkar S, Magas V K. Phys Rev C, 2006,73:045208; Geng L S, Oset E, Zou B S. Eur Phys J A, 2008,38:239.

[76] Starostin A,et al. Phys Rev C, 2001,64:055205.

[77] Prakhov S, et al. Phys Rev C, 2004,69:042202(R).

[78] Prakhov S,et al. Phys Rev C, 2004,70:034605.

[79] Zou B S. Five-quark components in baryons. arXiv:1001.1084 [nucl-th]; Cao X, Xie J J, Zou B S,et al. Phys Rev C, 2009,80:025203.

[80] Koniuk R,Isgur N. Phys Rev Lett, 1980,44:845.

[81] Hagiwara K,et al. Phys Rev D, 2002,66:010001.

[82] Tran M Q,et al. Phys Lett B, 1998, 455:20.

[83] Feuster T, Mosel U. Phys Rev C, 1999,59:460.

[84] Hsiao S, Lu D, Yang S. Phys Rev C, 2000,61:068201.

[85] Mart T, Bennhold C. Phys Rev C, 2000,61:012201(R).

[86] Chiang W T, Tabakin F, Lee T S H, et al. Phys Lett B, 2001,517:101.

[87] Janssen S, et al. Eur Phys J A, 2001,11:105.

[88] Janssen S, Ryckebusch J, Debruyne D,et al. Phys Rev C, 2002,65:015201.

[89] Janssen S, Ryckebusch J, Debruyne D, et al. Phys Rev C, 2002,66:035202.

[90] Feuster T, Mosel U. Nucl Phys A, 1997,612:375.

[91] Feuster T,Mosel U. Phys Rev C, 1999,59:460.

[92] Mizutani T, Fayard C, Lamot G,et al. Phys Rev C, 1998,58:75.

[93] Benmerrouche M, Mukhopadhyay N, Zhang J. Phys Rev D, 1995,51:3237.

[94] Capstick S,Roberts W. Phys Rev D, 1998,58:074011.

[95] Li Z, Close F. Phys Rev D, 1990,42:2207.
[96] Stassart P,Stancu F. Phys Rev D, 1990,42:1521.
[97] LÄoring U, Metsch B, Petry H. Eur Phys J A, 2001,10:395.
[98] de Swart J. Rev Mod Phys, 1963,35:916.
[99] Haberzettl H. Phys Rev C, 1997,56:2041.
[100] Haberzettl H, Bennhold C, Mart T,et al. Phys Rev C, 1998,58:40.
[101] Davidson R, Workman R. Phys Rev C, 2001,63:025210.
[102] Tran M Q,et al. Phys Lett B, 1998,455:20.
[103] Mizutani T, Fayard C, Lamot G H. Phys Rev C, 1998,58:75.
[104] Saghai B, Li Z. Eur Phys J A, 2001,11:217.
[105] Alkofer R, Ahlig S, Fischer C, et al. Nucl Phys A, 2001,680:70c.
[106] Zhao Q, Li Z, Bennhold C. Phys Rev C, 1998,58:2393.
[107] Guidal M, Laget J M, Vanderhaeghen M. Nucl Phys A, 1997,627:645.
[108] Cheoun M K, Han B S, Cheon I T. Phys Rev C, 1996,54:1811.
[109] Krusche B,et al. Phys Lett B, 1997,397:171.
[110] Mart T, Bennhold C. Phys Rev C, 2000,61:012201.
[111] Davidson R M et al. Phys Rev C, 2000,62:058201.
[112] Glander K H,et al. Eur Phys J A, 2004,19:251.
[113] Lawall R,et al. Eur Phys J A, 2005,24:275.
[114] Davidson R M, Workman R. Phys Rev C, 2001,63:025210.
[115] Ohta K. Phys Rev C, 1989,40:1335.
[116] Usov A,Scholten O. Phys Rev C, 2005,72:025205.
[117] Cassing W,et al. Z Phys A, 1994,349:77.
[118] Cassing W, Metag V, Mosel U. Phys Rept, 1990,188:363.
[119] Koptev V P, et al. Sov Phys JETP, 1988,67:2177.
[120] Schnetzer S, et al. Phys Rev C, 1989,40:640.
[121] Debowski M,et al. Z Phys A, 1996,356:313.
[122] Badala A,et al. Phys Rev Lett, 1998,80:4863.
[123] Büscher M, et al. Phys Rev C, 2001,65:014603.
[124] Barsov S, et al. Phys Rev A, 2001,462:364.
[125] Koptev V, et al. Phys Rev Lett, 2001,87:022310.
[126] Shyam R, Lenske H, Mosel U. Nuclear Phys, 2006,764:313.
[127] Shyam R, Lenske H, Mosel U. Phys Rev C, 2008,77:052201(R).
[128] Shyam R. Phys Rev C, 2006,73:035211.
[129] 宁平治.物理学进展,1994,14 (4) :417.
[130] 宁平治.核物理动态,1993,10 (2):29.
[131] 闵德芬,宁平治,李清润等.高能物理与核物理,1993,17(5):462.
[132] Jiang S Z, Hu Z L, Wu X W, et al. Europhys Lett, 1991,14(3):217.
[133] Dean H , Yizhang M ,Ning P Z. Phys Rev Lett, 1986,57(9):1117.

[134] 谭玉红,李磊,蔡崇海等.物理学进展,2001,21(2):176.
[135] Cai C H, Shen H, Ning P Z, et al. Comm Theor Phys, 1997,27(1) :117.
[136] Siegel P B , Kaufman W B ,Gibbs W R. Phys Rev C, 1985,31(6):2184.
[137] Caillon J C ,Labarsonque J . Nucl Phys S A, 1995,589:609;Phys Rev C, 1996,53(4):1993.
[138] Brown G E , Dover C B , Siegel P B ,et al. Phys Rev Lett, 1988,60 (26):2723.
[139] Zhang X B, Li L,Ning P Z. Europhys Lett, 2001,55(6):795 - 800.
[140] Garibaldi. Eur Phys J A, 2005,24,S1:91.
[141] Tamura H. ,et al. Phys Rev Lett, 2000,84:5963.
[142] Hasegawa T,et al. Phys Rev C, 1996,53:1210.
[143] Hashimoto O,et al. Hyperfine Interaction, 1996,103:245.
[144] Hotchi H,et al. Phys Rev C, 2001,64:044302; Nagae T. Nucl Phys A, 2000,670:269C.
[145] Garibaldi F,et al. Eur Phys J A, 2005,24,S1:91.
[146] Miyoshi T,et al. Phys Rev Lett, 2003,90:232502; Yuan L,et al. Phys Rev C, 2006,73:044607; Dohrmann F,et al. Phys Rev Lett, 2004,93:242501.
[147] Akikawa H,et al. Phys Rev Lett, 2002,88:082501.
[148] Tamura H,et al. Mod Phys Lett A, 2003,18:85; Hiyama E,et al. Mod Phys Lett A, 2003,18:95.
[149] Ukai M,et al. Nucl Phys A, 2005,754:70c.
[150] Yamazaki H, et al. Phys Rev C, 1995,52:R1157.
[151] Pochodzalla J. Nucl Phys A, 2005,754:430c.
[152] Hsiao S S,Cotanch S R. Phys Rev C, 1983,28:1668.
[153] Cohen J. Phys Rev C, 1988,37:187.
[154] Bennhold C,Wright L E. Phys Rev C, 1989,39, 927. Phys Lett B, 1987,191:11.
[155] Lee F X, Mart T, Bennhold C. Nucl Phys A, 2001,695:237.
[156] Dalitz R H, Gal A. Ann Phys, 1978,116:167.
[157] Motoba T,et al. Prog Theor Phys Suppl, 1994, 117:123.
[158] Millener D J,et al. Phys Rev C, 1985,31:499; Millener D J,et al. Phys Rev Lett, 1985,54:1237.
[159] Olmsted J, et al. Phys Lett B, 2004,588:29.
[160] Manweiler R,et al. Phys Rev C, 2008,77:015205.
[161] Olmsted J. Ph. D. thesis. Kent State University, 2001.
[162] Prakhov S, et al. Phys Rev C, 2009,80:025204.
[163] Hyodo T, Hosaka A, Oset E,et al. Phys Rev C, 2003,68:065203.
[164] Geng L S, Oset E, Doring M. Eur Phys J A, 2007,32:201.
[165] Zhong X H, Zhao Q. Phys Rev C, 2009,79:045202.
[166] Brown C N, Canizares C R, Cooper W E. Phys Rev Lett, 1972,28:1086.
[167] Bebek C J, Brown C N, Herzlinger M, et al. Phys Rev Lett, 1974,32:21; Bebek C J, Brown C N, Bucksbaum P, et al. Phys Rev D, 1977,15:594.
[168] Azemoon T, Dammann I, Driver C. Nucl Phys B, 1975,95:77.
[169] Niculescu G, et al. Phys Rev Lett, 1998,81:1805.

[170] Teodorescu L, et al. Nucl Phys A, 1999,658:362.
[171] Mohring R M, et al. Phys Rev C, 2003,67:055205.
[172] Carman D S,et al. Phys Rev Lett, 2003,90:131804.
[173] Levy N, Majerotto W, Read B J. Nucl Phys B, 1973,55:493;1973,55:513.
[174] Adelseck R A, Wright L E. Phys Rev C, 1988,38:1965.
[175] Williams R A, Ji C R, Cotanch S R. Phys Rev C, 1992,46:1617.
[176] David J C, Fayard C, Lamot G H, et al. Phys Rev C, 1996,53:2613.
[177] Mizutani T, Fayard C, Lamot G H,et al. Phys Rev C, 1998,58,75.
[178] Haberzettl H, Bennhold C, Mart T. Nucl Phys A, 2001,684:475c.
[179] Vanderhaeghen M, Guidal M, Laget J M. Phys Rev C, 1998,57:1454.
[180] Janssen S, Ryckebusch J, Van Cauteren T. Phys Rev C, 2003,6:052201(R).
[181] Mart T, Bennhold C. Nucl Phys A, 1998,639:237c.
[182] Hasegawa T, et al. Phys Rev Lett, 1995,74:224.
[183] Hasegawa T, et al. Phys Rev C, 1996,53:1210.
[184] Hashimoto O, et al. Nuclear Phys A, 1998,639:93c.
[185] Hotchi H, et al. Phys Rev C, 2001,64:044302.
[186] Baker R D,et al. Nucl Phys B, 1978,141:29.
[187] Pandharipande V, Pieper S C. Phys Rev C, 1992, 45:791.
[188] Guichon P A M. Phys Lett B, 1989,200:235.
[189] Tsushima K, Sibirtsev A, Thomas A W. Phys Rev C, 2000,62:064904.
[190] Knasel T M, et al. Phys Rev D, 1975,11:1.

第10章

中高能探针在核子与核上的重味产生

§10.1 引述

10.1.1 关于重夸克的特点

本章以前讨论的强子系统仅涉及轻夸克，即包含两味(u、d 夸克)或三味(u、d、s 夸克)的强子。1974 年丁肇中等发现 J/Ψ 介子后，引入了第四味夸克——c 夸克(粲夸克)和相应的量子数 C(粲量子数)。此处仅指出其最基本的性质：①对粲夸克有粲量子数 $C=1$，对 u、d、s 夸克有 $C=0$，对 $\bar{c}$ 反夸克有 $C=-1$；②由 u、d、s 三味夸克构成的三重态(SU(3))需扩展为由 u、d、s、c 四味夸克构成的四重态(SU(4))；③c 夸克和 $\bar{c}$ 反夸克构成束缚态($c\bar{c}$)正是 J/Ψ 介子。此外，除了 c 夸克，第五味夸克 b 和第六味夸克 t 的存在于 1977 年和 1994 年相继被确认。并且认识到，在强相互作用和电磁相互作用中，任意一种味夸克(u、d、s、c、b、t)与另一种味夸克间是不容许互相转换的，即强子的味是守恒的。

相对于质量较小的 u(上夸克)、d(下夸克)、s(奇异夸克)三味轻夸克，质量较大的 c(粲)、b(底)、t(顶)夸克称为重夸克，由它们构成的强子称重味强子，包括重味介子和重味重子。对于本章关注的 c 夸克质量 m_c 和 b 夸克质量 m_b，粒子数据手册(PDG)给出[1]，

$$m_c = (1.27^{+0.07}_{-0.11})\text{GeV},\ m_b = (4.2^{+0.17}_{-0.07})\text{GeV}\ 。 \tag{10.1}$$

此外，t 夸克质量高达约 178 GeV。另外，由粒子数据手册(PDG)知道，重味介子 D 和 D^* 的质量差，以及重味介子 B 和 B^* 的质量差分别为

$$m_{D^*} - m_D \approx 140\ \text{MeV},\ m_{B^*} - m_B \approx 45\ \text{MeV}。 \tag{10.2}$$

上述质量差近似等于或小于 π 介子质量。这意味着在重夸克质量极限下，重味赝标介子(pseudoscalar meson with heavy flavors)D 与重味矢量介子(vector meson with heavy flavors)D^* 之间(或 B 与 B^* 之间)存在能级简并。这种近似的简并性常称为重夸克对称性，是重夸克物理的重要特征。

按照强相互作用基本理论——QCD，其典型的能量标度是 $\Lambda_{QCD}\approx 200$ MeV(图 10 -

1)，轻夸克质量小于这个数值，重夸克质量则明显高于 $\Lambda_{QCD}\approx 200$ MeV。若轻夸克质量趋于零的极限，手征对称性趋于恢复，QCD 拉格朗日密度具有严格的手征对称性；若重夸克质量很大，QCD 具有“渐近自由”特征，夸克间相互作用趋于退耦(decoupled)。

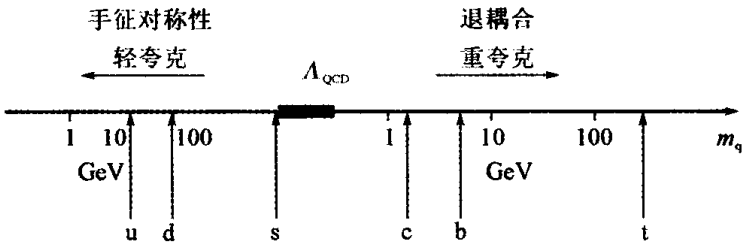


图 10-1　QCD 的能量标度

10.1.2　关于重味强子

重味强子可分为常规型和非常规型，前者指通常由两个或三个夸克构成的强子并含有重味夸克；后者指有重味奇特强子(exotic hadrons with heavy flavors)[2,3]，如最新发现的X(3872)[4]，Y(4260)[5]，Z±(4430)[6]，Y_b[7]。概括起来，已发现的重味介子态总共有

$$\begin{aligned}&D_0^*(2308),\ D_0^*(2407),\ D_1^0(2420),\ D_1^*(2460),\ D_{s0}(2317),\ D_{s1}(2460),\\&\quad X(3872),\ X(3940),\ Y(3940),\ Z(3930),\ Y(4260)。\end{aligned}\tag{10.3}$$

已发现的重味重子态总共有

$$\begin{aligned}&\Lambda_c(2593)^+,\ \Lambda_c(2625)^+,\ \Lambda_c(2765)^+,\ \Lambda_c(2880)^+,\ \Lambda_c(2940)^+,\\&\Sigma_c(2455),\ \Sigma_c(2520),\ \Sigma_c(2800),\\&\Xi_c(2645),\ \Xi_c(2790),\ \Xi_c(2815),\ \Xi_c(2980),\ \Xi_c(3080),\\&\Omega_c,\ \Omega_c^*,\ \Lambda_b,\ \Sigma_b,\ \Sigma_b^*,\ \Xi_b,\ \Omega_b。\end{aligned}\tag{10.4}$$

对于这些重味介子态和重味重子态的研究可以为我们提供关于强相互作用和强子内部结构的更多信息。图 10-2 给出粲味重子能谱(图 10-2(左))和相应的奇异重子能谱(图 10-2(右))的比较。这些是由重味重子 SU(4)多重态得到的简化的能谱图。

10.1.3　重夸克偶素

最熟悉的重夸克系统是 J/Ψ 介子，即 c 夸克和 $\bar{c}$ 反夸克构成束缚态($c\bar{c}$)。($c\bar{c}$)束缚态的质量约为 3.1 GeV。另外，b 夸克和 $\bar{b}$ 反夸克的质量分别为 4.5～4.8 GeV，($b\bar{b}$)束缚态(Υ 介子)的质量约为 9.5 GeV。粲夸克 c 和底夸克 b 当然也可与 u、d、s 等轻夸克构成束缚态，前者(含粲夸克 c)称 D 介子(open charm)，后者(含底夸克 b)称 B 介子(open beauty)。这些轻的重介子中最轻的质量亦达 1.9 GeV 和 5.3 GeV。($c\bar{c}$)

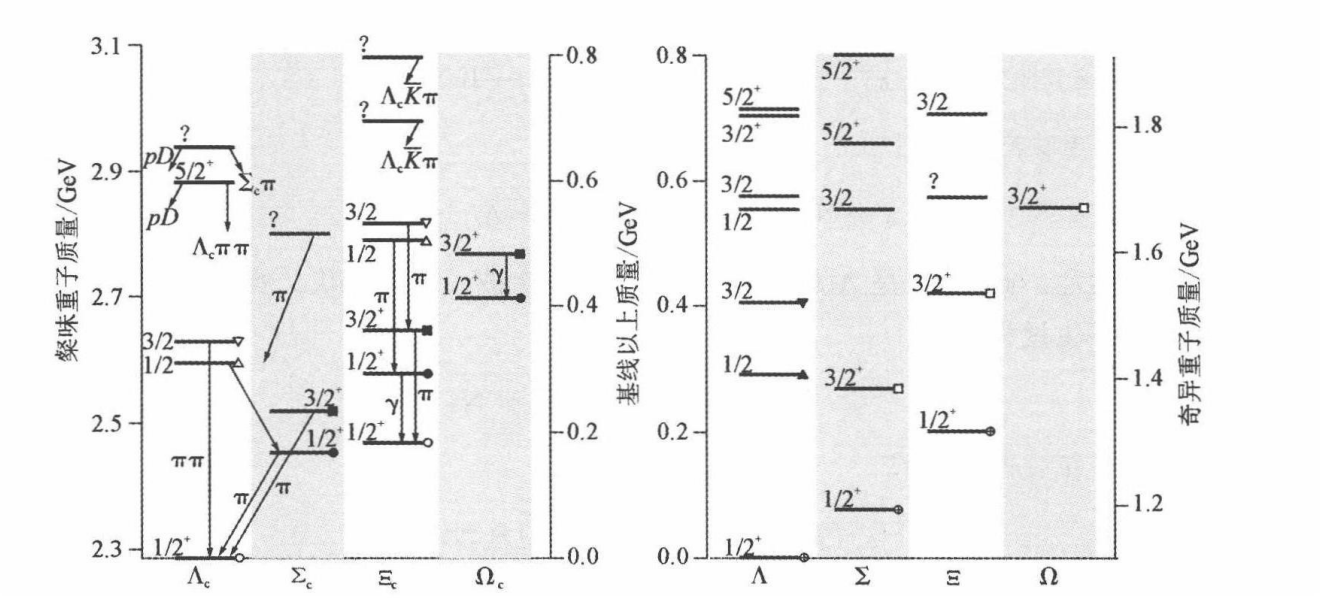


图 10－2　粲味重子能谱(左)和相应的奇异重子能谱(右)的比较

束缚态和($b\bar{b}$)束缚态统称夸克偶素，它们可衰变为轻的重介子，如

$$\begin{aligned} c\bar{c} &\to c\bar{u} + \bar{c}u, \\ c\bar{c} &\to c\bar{d} + \bar{c}d, \end{aligned} \tag{10.5}$$

或

$$\begin{aligned} b\bar{b} &\to b\bar{u} + \bar{b}u, \\ b\bar{b} &\to b\bar{d} + \bar{b}d。 \end{aligned} \tag{10.6}$$

10.1.4　关于重夸克系统的有效理论

本书第 5 章及随后几章已介绍，对轻夸克系统建立了很成功的手征微扰论和其他低能有效场论(并不能直接由 QCD 导出)。相应地，对重夸克系统也建立了不同的有效理论(可由 QCD 出发导出)。量子场论指出，夸克越重，它在强子内的运动越接近非相对论情况。按照这样的思路，文献[8]类似于奇异粒子产生[9]考虑“重夸克对称性”(heavy quark symmetry)首先建立了一种重夸克系统有效理论，可以相当系统解释重味强子的性质。后来还出现了称为“非相对论 QCD”的几种有效理论[10, 11]。利用这些理论方法已研究了重味强子能谱和重味产生机制与性质[12]。

§10.2　基本的重味产生过程

10.2.1　重味产生引述

考虑中高能探针和核子靶情况，类似于下面的奇异性协同产生过程(progress of

strangeness associate production)，

$$\pi^- + p \to K^+ + \Sigma^-，\ \pi^+ + n \to K^+ + \Lambda。 \tag{10.7}$$

可能的 πN 重味产生过程

$$\pi + N \to \Lambda_c + D，\ \pi + N \to \Lambda_c + D^*。 \tag{10.8}$$

这已受到关注。此处 Λ_c 是 Λ 超子(uds)中的 s 夸克被 c 夸克替代。类似于近阈 NN 碰撞奇异性产生过程，

$$N + N \to \Lambda(\Sigma) + K + N， \tag{10.9}$$

可能的 NN 重味产生过程

$$N + N \to \Lambda_c(\Sigma_c) + \bar{D} + N。 \tag{10.10}$$

也受到关注。重味产生过程 $\pi + N \to \Lambda_c + D(D^*)$ 和 $N + N \to \Lambda_c(\Sigma_c) + \bar{D} + N$ 是高能重离子碰撞(如 PbPb 碰撞)的基本过程。研究 πN 或 NN 碰撞重味产生过程的实际意义之一在于，它们与高能重离子碰撞“轻子对”产生有关，这些“轻子对”大部分来自次级 πN 碰撞。

10.2.2 重味产生基本过程动力学特征

对于许多强子反应过程(如 πN 散射，见第 7 章)，其散射振幅矩阵元的自旋相关部分与同位旋相关部分是独立的、无关联的。矩阵元的自旋变量与同位旋变量可以因子化，但是重味产生基本过程的动力学特征并非如此，其散射振幅矩阵元的自旋相关部分与同位旋相关部分是强烈关联的。使得不同的自旋振幅具有不同的同位旋结构。考虑 NN 碰撞重味产生过程 $N + N \to \Sigma_c + \bar{D} + N$，其中末态重味强子 Σ_c 和 $\bar{D}$ 的同位旋分别为 1 和 1/2。各种可能的按同位旋分类的散射振幅为(参照 7.2.1 节)

$$\begin{aligned}
M(p + p \to \Sigma_c^+ + D^- + p) &= A_{11} + \sqrt{2}A_{10}，\\
M(p + p \to \Sigma_c^+ + \overline{D^0} + n) &= A_{11} - \sqrt{2}A_{10}，\\
M(p + p \to \Sigma_c^+ + \overline{D^0} + p) &= -\sqrt{2}A_{11}，\\
M(n + p \to \Sigma_c^+ + D^- + n) &= A_{11} + \sqrt{2}A_{01}，\\
M(n + p \to \Sigma_c^+ + \overline{D^0} + p) &= -A_{11} + \sqrt{2}A_{01}，\\
M(n + p \to \Sigma_c^+ + D^- + p) &= A_{10} - A_{01}，\\
M(n + p \to \Sigma_c^+ + \overline{D^0} + n) &= -A_{10} - A_{01}。
\end{aligned} \tag{10.11}$$

此处 $A_{I_1 I_2}$ 是同位旋振幅，下指标 I_1 是初态核子同位旋，I_2 是末态产生的 $\bar{D}N$ 系统同位旋。由上式可以看到，重味产生过程 $N + N \to \Sigma_c + \bar{D} + N$ 的 7 个不同的矩阵元可由 3 个复数

同位旋振幅 A_{11}、A_{10}、A_{01} 表征。考虑各振幅间可能的干涉项(interference term)，可导出不同相关过程微分截面之间有如下关系：

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(p+p\to\Sigma_c^{++}+D^-+p)+\frac{d\sigma}{d\omega}(p+p\to\Sigma_c^{++}+\overline{D^0}+n)+\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+D^-+n)$$
$$+\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+\overline{D^0}+p)$$
$$=2\left[\frac{d\sigma}{d\omega}(p+p\to\Sigma_c^{++}+\overline{D^0}+p)+\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+D^-+p)+\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+\overline{D^0}+n)\right], \tag{10.12}$$

此处 $d\omega$ 是三体末态相空间元。上式对其他反应机制亦成立。但注意，在反应阈值区附近，末态产生粒子均处于 s 态。考虑自旋结构和归一化后进一步有

$$\frac{d\sigma}{d\omega}=|f_{01}|^2+|f_{10}|^2+2|f_{11}|^2, \tag{10.13}$$

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+D^-+n)=\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{+}+\overline{D^0}+p), \tag{10.14}$$

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+D^-+p)=\frac{d\sigma}{d\omega}(n+p\to\Sigma_c^{++}+\overline{D^0}+n)。 \tag{10.15}$$

以上是末态出现重味重子的情形。

下面考虑末态产生重味介子的情形，如 $p+p\to B_c+\overline{D^0}+p$。由过程对应的费恩曼图(图 10-3)可知，存在 $\overline{D}$ 介子交换(a)和轻介子 π，σ，ω 交换(b)两种可能的 t 道交换。

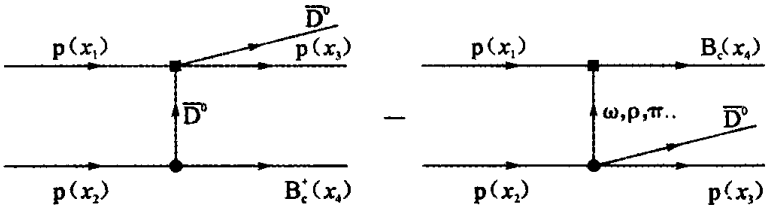


图 10-3　pp 碰撞重味产生过程　$p+p\to B_c+\overline{D^0}+p$ 的费恩曼图，存在两种可能的 t 道交换：(a)$\overline{D^0}$ 介子交换；(b)轻介子 π，σ，ω 交换。

对于 pp 碰撞重味产生过程 $p+p\to\Lambda_c^+(\Sigma_c^+)+\overline{D^0}+p$，散射振幅正比于下面的因子，

$$\frac{g_{pB_c^+\overline{D^0}}}{t_1-\mu^2}\frac{kN}{E+m}。 \tag{10.16}$$

其中 $g_{pB_c^+\overline{D^0}}$ 是顶点 $(p\to B_c^++\overline{D^0})$ 的赝标耦合常数(pseudoscalar coupling constant)，N 是规一化因子，因子 $k/(E+m)$ 来自狄拉克旋量积(Dirac spinor product)的变换，$(t_1-\mu^2)^{-1}$ 对应传播子[13]。

如果简单认为 $\overline{\mathrm{D}}$ 介子质量明显大于轻介子 π，σ，ω 质量，因而 $\overline{\mathrm{D}}$ 介子交换不易进行，这是不实的。实际上，在 $\overline{\mathrm{D}}$ 介子交换情况下和 π 介子交换情况下，动量转移平方分别为

$$t_1 = (p_2 - p_4)^2 = -m(M-m) - \mu M \approx -5.5\ \mathrm{GeV}^2 \quad (\overline{\mathrm{D}}\text{介子交换}), \tag{10.17}$$

$$t_2 = (p_1 - p_3)^2 = -m(M-m) - \mu m \approx -3.0\ \mathrm{GeV}^2 \quad (\pi\text{介子交换})。 \tag{10.18}$$

此处 M，m，μ 分别是粲味重子质量、核子质量、$\overline{\mathrm{D}}$ 介子质量。传播子之比 $(t_1-\mu^2)/(t_2-m_\pi^2) \approx 3$ 表明 π 交换是主要的，但 $\overline{\mathrm{D}}$ 介子交换也是不可忽略的。上述重味产生过程 $\mathrm{p}+\mathrm{p}\to\mathrm{B_c}+\overline{\mathrm{D^0}}+\mathrm{p}$ 与“奇异性”协同产生过程，$\mathrm{N}+\mathrm{N}\to\Lambda(\Sigma)+\mathrm{K}+\mathrm{N}$，比较起来是十分不同的。对于 NN 碰撞“奇异性”协同产生过程，$\mathrm{N}+\mathrm{N}\to\Lambda(\Sigma)+\mathrm{K}+\mathrm{N}$，按照介子交换模型（参见本书第五章和第九章），交换 K 介子似乎比交换 π 介子更重要。

§10.3 高能核子-核子(pp)碰撞与重味产生

上面讨论的近阈区核子-核子(pp)碰撞重味产生目前尚无实验数据，但国际上一些核物理实验室，特别是美国 RHIC 已进行不少超高能 pp、pA 和 AA 碰撞实验，在欧洲 LHC 也开始进行更高能量下的类似实验。进行超高能核子-核子(pp)碰撞实验的目的有两方面：

（一）为理解相对论重离子碰撞(AA)实验结果提供比较标准（基线），包括粒子多重性(particle multiplicity)、粒子谱(particle spectrum)、重子产生、奇异性产生、喷注(jet)产生、重味产生、光子产生以及衍射物理(diffraction physics)等研究课题。例如：(1)在 pp 和 AA 碰撞中粒子多重性的差别联系着核子中“部分子”分布与核内“部分子”分布的差别；(2)在 QGP 介质内“部分子”能量损失的存在显然使 AA 碰撞中产生的喷注与 pp 碰撞中产生的有所不同，为此 STAR 实验测量了$\sqrt{s}=200$ GeV 能量下 p+p→jet+X 单举微分截面(inclusive differential cross section)与 jet 横动量 p_T 的关系，证实了这一论述，详见文献[14-16]；(3)介质内“部分子”能量损失也使 AA 碰撞中产生的高 p_T 强子淬火而与 pp 碰撞中产生的强子谱有所不同；(4)AA 碰撞粒子产额及其比值与 pp 碰撞相应比值的比较可以给出 QGP 介质化学平衡的信息；(5)在 RHIC 已观测到的 AA 和 pp 碰撞中奇异性产生和增强效应随能量提高到 LHC 能区而减弱可能给出奇异性产生的新物理机制；(6)观测 AA 和 pp 碰撞中重夸克和夸克偶素的产生截面并进行比较，可以澄清对夸克偶素压低和 AA 碰撞中重夸克能量损失的认识；(7)由 AA 和 pp 碰撞双轻子谱(dilepton spectrum)的比较可以知道核效应对共振衰变(resonance decay)产生双轻子过程的影响；(8)需要用 pp 碰撞光子能谱来估算 AA 碰撞热光子本底；等等。

（二）高能核子-核子(pp)碰撞实验数据还为检验强相互作用基本理论 QCD 提供重要实验证据。某些问题在前面(一)中已涉及，下面仅简单介绍高能 pp 碰撞导致重味产生。

重夸克(粲夸克 c、底夸克 b)的突出特点是质量大,在高能重离子碰撞中热化时间比轻夸克长,以及在 RHIC 情况下它们并非超相对论的($gb<4$)等等。重夸克产生发生在碰撞后早期部分子硬散射过程中。在此过程中主要的子过程是:①qq→QQ;②gg→$\overline{\mathrm{Q}}$Q。其中 q 表示入射核子中的轻夸克(或反夸克),Q 表示重夸克(或反夸克),g 表示胶子。子过程②表示胶子-胶子融合过程。这些过程中的动量转移需大于重夸克质量的 2 倍($2m_{\mathrm{Q}}$),以使得在约 $1/m_{\mathrm{Q}}$ 量级的短时间产生重夸克。另一方面,这些重夸克的相对长的寿命允许它们存留在 QGP 介质中并感受到 QGP 介质的影响。此外,QGP 的高温度还促使"重夸克对"的产生。于是重夸克和重夸克偶素二者可以作为 QGP 介质的探针。

现在,高能 pp 碰撞重夸克产生已成为研究强子的夸克-胶子结构(和可能的介质效应)的重要方法,在 QCD 理论框架下研究强子碰撞中的硬过程需要借助唯象假设通过强子结构函数(hadron structural function)来把强子-强子相互作用与部分子-部分子相互作用联系起来。由图 10-4(a)看到,超高能核子-核子(pp)碰撞产生粲夸克偶素总截面实验数据及理论曲线[17—20]的比较表明,理论值上限(上虚线)与理论值下限(下虚线)的大间距意味着理论结果的不确定性仍很大。其中左图对应 70 GeV,右图对应 14 TeV。由图 10-4(b)看到,超高能 pp 碰撞产生底夸克偶素总截面实验数据及理论曲线[17—20]的比较,上虚线与下虚线的较小间距表明底夸克偶素总截面理论曲线的不确定性稍小。重夸克的大质量本应较好适合应用微扰 QCD 理论,然而,迄今 RHIC 实验结果却难于符合微扰 QCD 预言。在理论思考的同时,人们期望 LHC 实验给出澄清该问题的进一步结果。如果按照次领头阶微扰 QCD 进行理论计算,重要的是确定 pp 碰撞中的强子截面 σ_{pp} 与部分子碰撞截面 $\hat{\sigma}_{ij}$ 的联系,

$$\sigma_{\mathrm{pp}}(S,\ m^2)=\sum_{i,\ j=q,\ \bar{q},\ g}\int \mathrm{d}x_1\,\mathrm{d}x_2\, f_i^{\mathrm{p}}(x_1,\ \mu_{\mathrm{F}}^2)\, f_j^{\mathrm{p}}(x_2,\ \mu_{\mathrm{F}}^2)\,\hat{\sigma}_{ij}(s,\ m^2,\ \mu_{\mathrm{F}}^2,\ \mu_{\mathrm{R}}^2), \tag{10.19}$$

$$\hat{\sigma}_{ij}(s,\ m^2,\ \mu_{\mathrm{F}}^2,\ \mu_{\mathrm{R}}^2)=\frac{\alpha_s^2(\mu_{\mathrm{R}}^2)}{m^2}\left\{f_{ij}^{(0,\,0)}(\rho)+4\pi\alpha_s(\mu_{\mathrm{R}}^2)\left[f_{ij}^{(1,\,0)}(\rho)+f_{ij}^{(1,\,1)}(\rho)\ln\left(\frac{\mu_{\mathrm{F}}^2}{m^2}\right)\right]+\mathrm{O}(\alpha_s^2)\right\}, \tag{10.20}$$

其中 x_1, x_2 是部分子携带的动量,f_i^{p} 是质子内"部分子"密度。$\rho=4m^2/s$, $f_{i,j}^{(k,\,l)}$ 是次领头阶微扰 QCD 的标度函数(scale function),理论方法详见文献[21, 22]。较高阶计算见文献[23-25]。

§10.4　RHIC 实验中的重味衰变道

RHIC 实验已经观测到几种不同的重味(charm / bottom)衰变道,包括强子衰变道(hadron decay channel)(π, K)和半轻子衰变道(semi-leptonic decay channel)(μ, e),如图 10-5 所示。

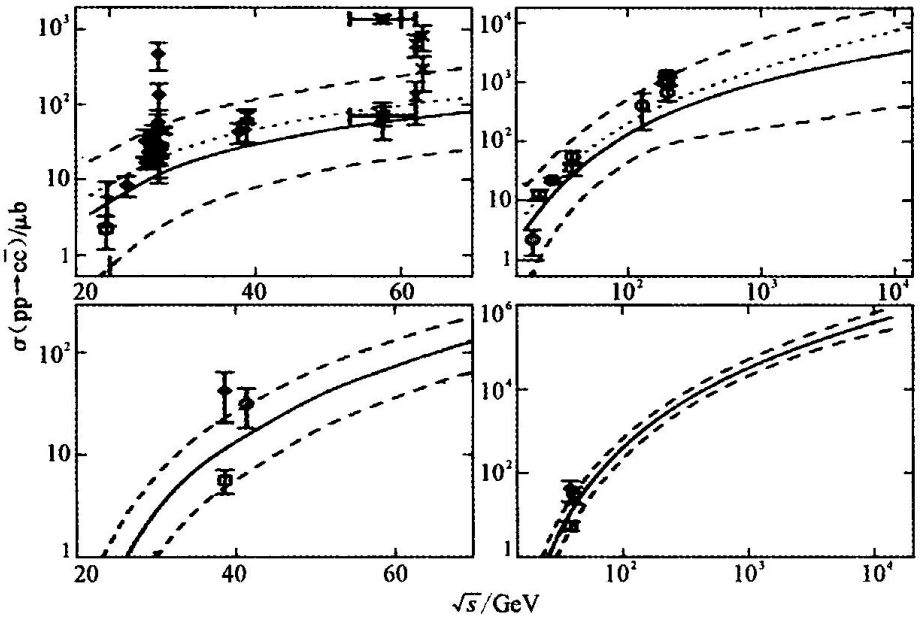


图 10－4

(a) 超高能核子-核子(pp)碰撞产生粲夸克偶素总截面实验数据及理论曲线[17—20] 上虚线与下虚线的大间距表明理论结果的不确定性仍很大；左图对应 70 GeV，右图对应 14 TeV。

(b) 超高能核子-核子(pp)碰撞产生底夸克偶素总截面实验数据及理论曲线[17—20] 上虚线与下虚线的较小间距表明底夸克偶素总截面理论曲线的不确定性稍好；左图对应 70 GeV，右图对应 14 TeV。

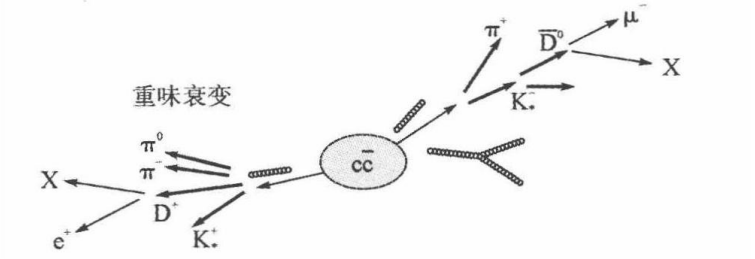


图 10－5 重味衰变中的强子衰变道(π，K)和半轻子衰变道(μ，e)

其中 D→K＋π 和 D→K＋π＋π 在实验上称为直接测量；而通过 D→e＋X 半轻子衰变观测称为非直接测量。这两类测量都有可观的分支比(branching ratio)，如表 10－1 所示。

表 10－1 D 介子强子衰变道和半轻子衰变道的分支比(BR)

D 介子	$D^{\pm}$，D^{0}
质量	1 869(1 865)MeV
BR：$D^{0}\to K+\pi$	(3.85±0.10)%
BR：D→e＋X	$D^{\pm}$：17.2%， D^{0}：6.7%

图 10－6 是单电子 $e^{\pm}$ 谱[18, 19]。这些谱主要来自重味半轻子衰变(如 $D^0 \to e^+ + K^- + e^-$)。这些单电子 $e^{\pm}$ 信号常称为“非光子型电子”,以区分主要本底中那些涉及光子转换机制(如在材料中发生的 π^0、$\eta \to \gamma + \gamma$, $\gamma \to e^+ + e^-$ 等过程)产生的 $e^{\pm}$,后一类电子常称为“光子型电子”。

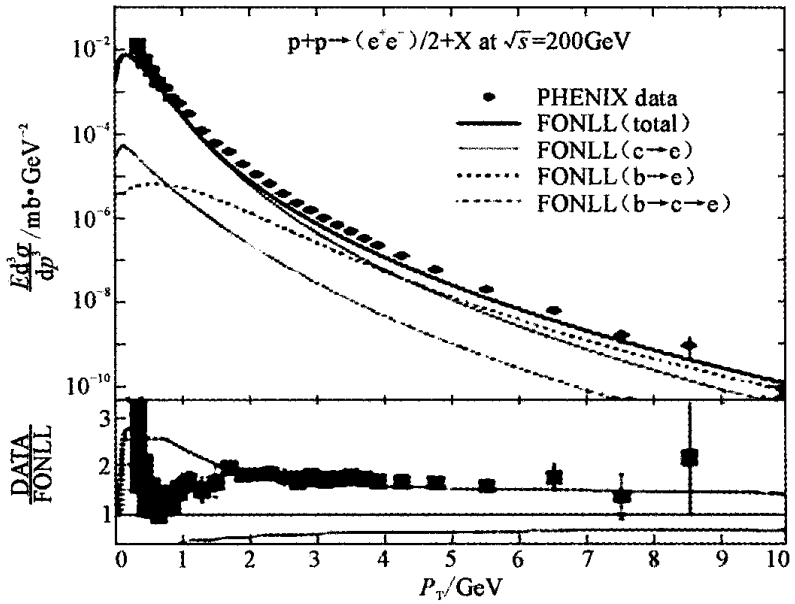


图 10－6　PHENIX 观测数据:200 GeV pp 碰撞末态单电子谱[18, 19]

图上部给出实验数据与 FONLL 理论结果,图下部给出实验值与理论值的相对比较

尽管 c 夸克和 b 夸克的粒子产生截面很小,例如

$$\sigma_{c\bar{c}} = 567 \pm 57(\text{stat}) \pm 224(\text{sys})\text{mb}, \tag{10.21}$$

但由于 RHIC 的高亮度,它们仍可用来作为重离子碰撞中产生的强相互作用物质的探针。这种重夸克产生机制主要是初始核子硬散射引起的胶子-胶子融合的结果。

研究表明,强相互作用物质内重夸克对的热产生在碰撞刚开始的阶段是可忽略的,重夸克数目基本“冻结”,所以在 QGP 演化的各阶段,从它开始形成到强子化和冻结,重夸克都应是灵敏的探针。尤其是它有望探知 QGP 介质的初始温度。在图 10－4 中,FONLL(fixed order plus next-to-leading log pQCD)是微扰 QCD 计算结果。重味电子谱数据与理论结果的比值:Data/FONLL $= 1.71 \pm 0.019(\text{stat}) \pm 0.18(\text{sys})$,理论与实验符合尚好,这从图 10－4 下部可以看出。这样的实验测量已进行三轮(Run－2、3、5 的 pp 碰撞数据),三次获取的数据在误差范围内相当一致,为分析高能重离子碰撞提供了关键性的依据。pp 数据与 AA 数据的关系常通过核修正因子(nuclear correction factor) R_{AA} 来达到。核修正因子定义为

$$R_{AA}(p_t) = \frac{1}{N_{coll}} \times \frac{dN^e_{AA}/dp_t}{dN^e_{pp}/dp_t}, \tag{10.22}$$

其中(dN^e_{AA}/dp_t)是 AA 碰撞中产生的非光子型电子的横动量分布(transverse momentum distribution),(dN^e_{pp}/dp_t)是 pp 碰撞中产生的非光子型电子的横动量分布。N_{coll}是 pp 碰撞平均数。与轻强子在 QGP 介质内淬火(quench)的直接测量不同,迄今还没有重味淬火的直接实验测量,但可通过核修正因子测量非光子型电子来间接进行,RHIC 对于 pp 碰撞非光子型电子测量的基准工作在 PHENIX 和 STAR 上已有不少结果,但仍有不少问题[26, 27]。

§10.5 可能的重味超核

重味超核的早期研究主要集中在包含 Λ_c, Σ_c, Λ_b, Σ_b 等重味超子(heavy hyperon)的核系统[28, 29]。近年研究扩展到包含重味介子(J/Ψ 介子,D 介子,B 介子等)的原子核[30—40]。例如少体粲味核 $\bar{D}NN$ 与少体底味核 BNN。关于它们是否可能构成稳定束缚态尚有争议,正如第 8 章提到的存在异议的 K 介子核 K^-pp 一样。

产生 Λ_s 超核的一般方法是"奇异性交换"反应,

$$K^- + n \to \Lambda_s + \pi^-, \tag{10.23}$$

上式的中子 n 也可以是原子核内的束缚中子。类似地,通过下面的"味交换"(flavor exchange)反应可以产生重味超子,

$$B^- + n \to \Lambda_b + \pi^-,\ D^+ + p \to \Lambda_c^+ + \pi^+。 \tag{10.24}$$

对于质子数为 Z 的靶核 ^AZ,有

$$D^+ + {}^AZ \to {}^{A}_{\Lambda_c}(Z-1) + \pi^+。 \tag{10.25}$$

重味超核多体系统的特殊优越性在于它提供在 u、d 价夸克海中探测重味强子行为特征的难得机会。

南开大学核物理组由相对论平均场模型估算了含粲夸克超核和含底夸克超核的单粒子能量等静态性质,以及它们的势阱深度和相关的耦合常数[41—44]。

日本 Tsushima 小组对含粲夸克的 Λ 和Ξ超核以及含底夸克的 Λ 超核进行了较系统的研究,对它们的势阱深度、自旋-轨道劈裂和耦合常数等有关性质给出一致性的估算,上述理论结果对未来的实验工作可能提供有价值的参考[45]。据认为在 RHIC, LHC 和 Fermilab 可能有某些重味超核的形成和衰变[46]。

顺便指出,第 8 章所述对于 Λ 超子杂质的类胶作用引起轻超核尺寸的明显收缩,我们在相对论平均场的一致性计算中从理论上可以完全重现这一收缩趋势。但是当我们对其他超核与重味超核进行一致性系统计算时,得到的结果表明[41, 42],它们的杂质效应

似乎与 Λ 超核是不同的，呈现出复杂而有规律的特征。例如 Λ 超核和Ξ超核的不同的收缩效应(pinch effect)，以及它们与含粲夸克超核和含底夸克超核的不同杂质效应。Λ_c 和 Λ_b 超子的杂质效应与 Λ 超子相同；Ξ^- 和 Ξ_c^0 仅对质子分布有收缩效应，对中子分布则呈现排斥作用。相反，Ξ^0 和 Ξ_c^+ 仅对中子分布有收缩效应，对质子分布则呈现排斥作用。这些特征有待进一步理论分析和未来实验的检验。

参考文献

[1] Amsler C, et al. Phys Lett B, 2008,667:1.

[2] Swanson E S. Phys Rept, 2006,429:243.

[3] Voloshin M B. Prog Part Nucl Phys, 2008,61:455.

[4] Choi S K,et al. Phys Rev Lett, 2003,91:262001; B. Aubert et al. Phys Rev D, 2005,71:071103.

[5] Yuan C Z,et al. Phys Rev Lett, 2007,99:182004.

[6] Choi S K, et al. Phys Rev Lett, 2008,100:142001.

[7] Chen K F et al. Phys Rev Lett, 2008,100:112001.

[8] Manohar A V, Wise M B. Camb Monogr Part Phys Nucl Phys Cosmol, 2000,10:1.

[9] Rekalo M P,et al. Phys Rev C, 1997,56:2238.

[10] Isgur N, Wise M B, Phys Rev Lett, 1991,66.

[11] Casalbuoni R, et al. Phys Rept, 1997,281:145

[12] Brambilla N, Pineda A, Soto J,et al. Rev Mod Phys, 2005,77:1423.

[13] Michail Pet al. Eur Phys J A, 2003,16:575－581.

[14] Salur S. Eur Phys J C, 2009,61:761.

[15] Putschke J. Eur Phys J C, 2009,61: 692.

[16] Abelev B I, et al. Phys Rev Lett, 2006,97: 252001.

[17] Adams J, et al. Phys Rev Lett, 2005,94: 062301.

[18] Adare A, et al. Phys Rev Lett, 2006,97: 252002.

[19] Adler S S, et al. Phys Rev Lett, 2007, 76:092002.

[20] Vogt R. Eur Phys J ST, 2008,155:213.

[21] Nason P, Dawson S, Ellis R K. Nucl Phys B, 1988,303:607.

[22] Nason P, Dawson S, Ellis R K. Nucl Phys B, 1989,327:49.

[23] Vogt R. Int J Mod Phys E, 2003,12:211.

[24] Kidonakis N, Laenen E, Moch S, et al. Phys Per D, 2003,67:074037.

[25] Kidonakis N, Vogt R. Eur Phys J C, 2004,36:201.

[26] M artinez—Garcia G, Gadrat S, Crochet P. Phys Lett B, 2008,663:55.

[27] Oh Yongseok, Ko Cheming. Phys Rev C, 2009,79:067902.

[28] Dover C B, Kahana S H. Phys Rev Lett, 1977,39:1506;

[29] Bando H, Bando M. Phys Lett B,1982,109:164;

[30] Brodsky S J et al. Phys Rev Lett, 1990,64:1011.

[31] Belyaev V B et al. Nucl Phys A, 2006,780:100.

[32] Yokokawa K, Sasaki S, Hatsuda Tet al. Phys Rev D, 2006,74:034504.
[33] Tsushima K, Lu D H, Thomas A W,er al. Phys Rev C, 1999,59:2824.
[34] Mishra A, et al. Phys Rev C, 2004,69:015202.
[35] Mizutani T, Ramos A. Phys Rev C, 2006,74:065201.
[36] Lutz M F M, Kolomeitsev E E. Nucl Phys A, 2004,730:110.
[37] Hofmann J, Lutz M F M. Nucl Phys A, 2005,763:90.
[38] Gamermann D, Oset E, Strottman D et al. Phys Rev D, 2007,76:074016.
[39] Haidenbauer J, Krein G, Meissner U G,et al. Eur Phys J A, 2007,33:107.
[40] Yasui S, Sudoh K. Phys Rev D, 2009,80:034008.
[41] Tan Y H, Ning P Z. Europhys Lett, 2004,67(3):355 - 361.
[42] Tan Y H, Zhong X H, Cai C H,et al. Phys Rev C, 2004,70:054306.
[43] Zhong X H, Tan Y H, Peng G X,et al. Phys Rev C, 2005,71.
[44] Cai C H, Li L, Ning P Z. Europhys Lett, 2003,64:448.
[45] Tsushima K, Khanna F C, J Phys G, 2004,30:1765; Phys Rev C, 2003,67:015211; Prog Theor Phys Suppl, 2003,149:160.
[46] Carman D S,et al. Phys Rev C, 2009,79:06520.

第 11 章

中微子探针引论

§11.1 一般讨论

11.1.1 关于中微子探针

由于原子核除参与强相互作用外，还参与电磁相互作用和弱相互作用，它们不仅有电荷和电流，也有弱荷和弱流。因此需要用中微子探针来研究核子与原子核的弱荷和弱流。这里先对中微子探针与电子探针和强子探针作一初步概念比较。

首先，电子束流和强子束流可以直接由加速器得到，而中微子束流无法直接由加速器内得到，这是由下面将提及的中微子本身的独特性质决定的。然而，随着中微子物理学和相关科学的发展，对中微子束流的需要越来越迫切，近年来不断有关于建立中微子工厂(neutrino factory)的拟议[1,2]。

第二，中微子探针(neutrino probe)虽然不能作为束流由加速器直接得到，却可以由加速器或反应堆间接得到。实际上许多实验室是利用加速器运行时或核电站反应堆发电时自然产生的中微子进行各种实验。除了这些人工的中微子源以外，还有天然中微子源，如太阳中微子，大气中微子，超新星(supernova)中微子等。这些中微子探针能量不高，约为 MeV 或 GeV 量级。

第三，与电磁相互作用截面(约 $10^{-33}\ m^2$)和强相互作用截面(约 $10^{-30}\ m^2$)相比较，中微子探针与靶粒子的弱相互作用截面非常小(约 $10^{-44}\ m^2$)，实验探测难度大。

第四，从前面的讨论知道，电子探针与靶粒子的电磁相互作用是通过交换光子实现的；而强子探针与靶粒子的强相互作用是通过交换胶子实现的，二者的传媒粒子都是自旋为 1 的玻色子。本篇将讨论的中微子探针与靶粒子弱相互作用的传媒粒子也是自旋为 1 的玻色子：$W^{\pm}$ 玻色子和 Z^0 玻色子。与电磁相互作用和强相互作用传媒粒子质量为零或近似为零的情况十分不同，传递弱作用的 3 种中间玻色子质量很大：$m_{W^+} = m_{W^-} = (80.41 \pm 0.01)\text{GeV}$，$m_Z = (91.187 \pm 0.007)\text{GeV}$，它们约相当于 100 个质子的质量。它们的实验发现和确认是 1983 年于 CERN 完成的。当研究弱相互作用本身性质时，需要中微子探针的能量接近或大于 m_W。

最后，电弱相互作用与强相互作用的费恩曼图形式上有相似之处。以电子型中微子 ν_e 与电子弹性散射为例，它们的电弱相互作用交换 Z^0 玻色子的费恩曼图如图 11－1(a)所示；而夸克间的强相互作用交换胶子的费恩曼图如图 11－1(b)所示。另一方面，轻子与夸克间的弱相互作用交换 $W^{\pm}$ 玻色子的费恩曼图如图 11－2 所示。交换 Z^0 玻色子的过程称为中性流过程，交换 $W^{\pm}$ 玻色子的过程称为荷电流过程，前者在交换 Z^0 玻色子后不引起电荷变化，后者在交换 $W^{\pm}$ 玻色子后引起电荷变化。关于 $W^{\pm}$ 玻色子和 Z^0 玻色子与弱作用的进一步讨论见 § 11.3 节。

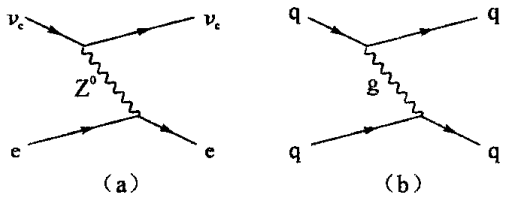


图 11－1 (a)电弱相互作用(中微子 ν_e 与电子弹性散射)交换 Z^0 玻色子的费恩曼图 (b)夸克间的强相互作用交换胶子的费恩曼图

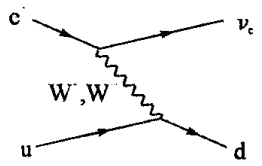


图 11－2 轻子与夸克间的弱相互作用交换 $W^{\pm}$ 玻色子的费恩曼图

研究中微子物理(neutrino physics)和发展中微子探针的目的意义如何？中微子探针与电子探针和强子探针的区别和联系如何？中微子探针与核物理和强子物理的关系如何？实验研究和理论研究现状如何？尝试简要回答这些问题构成本章的主要内容。

11.1.2 中微子性质简介

(1) 中微子是自旋为 1/2 的轻子，有电子中微子 ν_e、μ 子中微子 ν_μ、τ 子中微子 ν_τ 三种不同形态(三种味)，其中前两者易被观测到。由于中微子不带电，仅参与弱相互作用，不参与强相互作用和电磁相互作用。它广泛存在于宇宙中，可以自由穿过地球。

(2) 中微子属于轻子家族(表 11－1)，包括 3 代带电轻子和 3 代不带电轻子，即中微子。图中也给出了夸克家族(三代夸克)，后面将讨论它们，此处重点讨论轻子。带电轻子参与电磁作用和弱作用，而中微子仅参与弱作用。自 1930 年泡利提出中微子假说，直到 1956 年才第一次从实验上得到中微子存在的证据，那是利用核反应堆产物的 β 衰变产生反中微子(antineutrino)[其发现者莱因斯(F. Reines)于 1994 年获诺贝尔奖]。早期认为中微子都是相同的。1962 年发现中微子有“味”的属性，证实 μ 子中微子 ν_μ 和电子中微子 ν_e 是不同的中微子[发现者莱德曼(L. Lederman)，施泰因贝格尔(J. Steinberger)和施瓦茨(M. Schwartz)于 1988 年获诺贝尔奖]。1975 年首次发现 τ 子，它是并不轻的“轻子”，它的质量约为质子质量的 1.9 倍。直到 2000 年才发现 τ 子中微子 ν_τ 存在的证据。

表 11－1　轻子家族(三代轻子)和夸克家族(三代夸克)

粒子	轻子{电荷数, 色数, 相对质量}		夸克{电荷数, 色数, 质量(GeV)}	
第一代	e{−1, 1, 1}	ν_e {0, 1, ≈0}	u{2/3, 3, =0.31}	d{−1/3, 3, ≈0.31}
第二代	μ {−1, 1, 206.768 3}	ν_μ {0, 1, ≈0}	c{2/3, 3, 1.6}	s{−1/3, 3, ≈0.50}
第三代	τ {−1, 1, 3 477.7}	ν_μ {0, 1, ≈0}	t{2/3, 3, ≈180}	b{−1/3, 3, ≈4.6}

(3) 基本粒子的标准模型假定中微子的质量为零。当代的认识是，中微子的质量不为零，是略大于零的有限值。它的绝对值是多少，仍是实验和理论探讨的问题。对于有质量的中微子，通常区分马约拉那中微子和狄拉克中微子。对于马约拉那中微子，它的反粒子就是它自身，而狄拉克中微子不同于它的反粒子。

(4) 中微子的螺旋度(helicity)是一个很有趣的内在性质，反映它的自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 与动量 $\boldsymbol{p}$ 需满足一定的要求($\boldsymbol{p}$ 是沿动量方向的单位矢量)。对于质量为零的理想中微子，它处于纯螺旋态，即螺旋度算符 $\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}$ 的本征值为 ±1，分别称为正螺旋态(右手螺旋)和负螺旋态(左手螺旋)，可由 2 分量旋量波函数表示。

(5) 关于弱作用的一个重要实验事实是，自然界只存在左旋中微子(left neutrino)和右旋反中微子(right antineutrino)。这显然破坏了电荷(C)守恒。电荷共扼(C)操作使左旋中微子变换为左旋反中微子，这在自然界是不存在的。上述实验事实也破坏了 P－不变性，因为空间反射算符 P 只改变动量符号而不改变自旋，故将左旋中微子变换为右旋中微子，这在自然界也是不存在的。然而联合运用空间反射(P)和电荷共扼(C)操作，就把左旋中微子转换为右旋反中微子，这不违背实验事实。因此在中微子参与的弱作用过程中 CP 是守恒的。关于弱作用的进一步讨论见 §11.3 节。

(6) 在中微子参与的弱作用过程中轻子数守恒。规定表 11－1 中所有轻子的轻子数为 $L=1$，相应反轻子的轻子数为 $L=-1$，所有其他粒子的轻子数为 $L=0$。

对单粒子态 e^- 或 ν_e 有 $L_e=1$，对单粒子态 e^+ 或 $\bar{\nu}_e$ 有 $L_e=-1$。轻子数守恒要求

$$\sum L_l = \text{常数} \qquad (l = e, \mu, \tau)。 \tag{11.1}$$

对于多粒子态，总轻子数是各粒子轻子数之和。以中子 β 衰变 $n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$ 末态为例有 $L_e = L_e(p)+L_e(e^-)+L_e(\bar{\nu}_e) = (0)+(1)+(-1) = 0$，与初态轻子数 $L_e(n)=0$ 相同。在粒子物理标准模型中假定，对于任何反应过程每种味的轻子数守恒。然而，1998 年以

来，中微子味振荡现象的发现（见下节）表明，每一味轻子数守恒并不是精确的。

11.1.3 中微子源

可分为天然中微子源（太阳中微子、大气中微子等）和非天然中微子源（加速器中微子、反应堆中微子等）。太阳产生能量的两种方式是 pp 链热核反应和碳氮氧（CNO）循环，它们都可以释放中微子。例如前者涉及以下过程：

$$4p + 2e^- \rightarrow {}^4He + 2\nu_e 。$$

pp 链发射低能电子型中微子 ν_e，其最大能量 $E_\nu^{max} \leqslant 0.42$ MeV。

大气中微子主要来源于以下 π 介子衰变链：

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu ,\ \mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu 。$$

而 π 介子的来源是，宇宙线进入地球大气层与原子核相互作用产出的。当大气中微子能量 $E \leqslant 1$ MeV 时，所产生的 μ 中微子与电子型中微子之比约为 2。

关于加速器中微子源，以美国洛斯阿拉莫斯（Los Alamos）加速器为例，用 800 MeV 质子轰击铜靶产生 π 介子，于靶核内发生以下衰变：$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$，新产生的 μ^+ 也于靶内而衰变：$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$。总起来可产生的中微子有 ν_μ，$\bar{\nu}_\mu$ 和 ν_e，但没有电子型反中微子 $\bar{\nu}_e$。原因是 $\bar{\nu}_e$ 只能由 π^- 介子衰变链产生，而 π^- 介子被原子核的强吸收效应阻止了 π^- 介子衰变链的进行。

11.1.4 中微子味振荡与中微子质量

研究发现，中微子在穿过大气和地球时会发生味振荡现象，即中微子在传播中从一种味形态转换为另一种味形态，如由 ν_e 转变为 ν_μ，也可以变为难于检测的 ν_τ。由于粒子之间的相互转化只有在其具有静止质量的情况下才可能发生，味振荡现象说明中微子应具有静止质量。下面将看到，目前实验只能测出不同“味”中微子质量平方差，尚不能直接测得其绝对质量。

关于中微子振荡已进行不少实验探索。2001 年加拿大萨德伯里中微子天文台（SNO）的观测结果和 2002 年 SNO 与日本卡姆兰德（KamLAND 反应堆）实验的结果，均证实中微子可以发生振荡，即中微子质量不为零。卡姆兰德实验组发现了核反应堆中产生的电子反中微子消失的现象，2003 年，美国 NASA 公布 2001 年发射升空的 WMAP 探测器的第一批观测成果，给出了“中微子对宇宙质量和能量的贡献不会超过 0.76%”的结论，这意味着中微子质量不会超过 0.23 eV。这与现在人们普遍接受的存在三代轻子和三代夸克这个标准模型相矛盾。如果中微子存在振荡现象，就必须以轻子数不守恒和修改标准电弱模型为代价。所以说，中微子振荡现象及相关参数的实验测定涉及到物理学基本理论问题而受到国际关注。现在倾向性认识是肯定中微子振荡的存在。进一步实验目标是严格确定中微子质量矩阵的诸参量，以及不同味中微子的绝对质量等。为此，

国际上像 CNGS，MINOS 和 SciBooNE 等实验室正在收集有关数据，K2K 和 MiniBooNE，等实验室也在筹划中。除加速器实验外，ν 工厂和 β 束的中微子实验也在计划中。

最后作为例子指出，建设中的中国大亚湾反应堆中微子实验，将在山腹内分别设置近端和远端探测器。近端探测器距离反应堆约 360 米，远端探测器离反应堆 1 900 米。利用中微子近端和远端距离的变化进行中微子振荡的相对测量，抵消实验的系统误差，可以大大提高实验的精度。利用核电站反应堆发电时自然产生的中微子进行实验，主要任务是精确测量一个重要参量-中微子混合角(neutrino mixing angle)$\sin^2(2\theta_{13})$。目标是测量到 0.01 或更高的精度。比较远近探测器测得的中微子通量和能谱，就可以知道中微子是否发生了振荡，进而确定振荡参数 θ_{13}。如果存在振荡，在远端探测器看到的中微子通量将比预期要少；其间最严重的本底干扰来自宇宙线，因此需要尽量将探测器置于较深的地下。

§11.2　中微子振荡物理

11.2.1　概述

为说明上述中微子混合角 $\sin^2(2\theta_{13})$ 等重要概念，下面简要介绍一些中微子振荡物理。中微子振荡(neutrino oscillation)的原因是三种中微子的质量本征态与弱作用本征态之间存在混合。中微子的产生和探测都是通过弱相互作用，而传播则由质量本征态决定。由于存在混合，产生时的弱作用本征态不是质量本征态，而是三种质量本征态的叠加。三种质量本征态按不同的物质波频率传播，因此在不同的距离上观察中微子，会呈现出不同的弱作用本征态成分。当用弱作用去探测中微子时，就会看到不同的中微子。

11.2.2　振荡长度

为数学简单暂仅考虑两味中微子情况(两态近似)，如 ν_e 和 ν_μ。假定 $t=0$ 时刻在中微子源区($x\approx 0$ 处)产生了味本征态 ν_e，它们在空间传播时是质量本征态 ν_1 和 ν_2 的线性叠加，且满足以下的么正变换关系：

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_1\\ \nu_2\end{pmatrix},\tag{11.2}$$

这里 θ 是混合角($\theta=0$ 无混合)。$t=0$ 时刻电子中微子波函数为

$$|\nu_e(0)\rangle=\cos\theta\cdot\nu_1(0)+\sin\theta\cdot\nu_2(0)。\tag{11.3}$$

传播到 t 时刻的电子中微子波函数为

$$\langle \nu_e(t) | = \nu_1 \cdot e^{-iE_1 t} \cdot \cos\theta + \nu_2 \cdot e^{-iE_2 t} \cdot \sin\theta 。 \tag{11.4}$$

在 t 时刻 μ 子中微子波函数是

$$\langle \nu_\mu(t) | = -\nu_1 \cdot e^{-iE_1 t} \cdot \sin\theta + \nu_2 \cdot e^{-iE_2 t} \cdot \cos\theta 。 \tag{11.5}$$

它们满足下面的正交归一条件：

$$\langle \nu_i \mid \nu_j \rangle = \delta_{ij} 。 \tag{11.6}$$

注意

$$\langle \nu_\mu(t) \mid \nu_e(0) \rangle = \frac{1}{2}\sin 2\theta (e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t}) 。 \tag{11.7}$$

于是在探测区($x \approx L$)出现新味本征态 ν_μ 的概率是

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu) = | \langle \nu_\mu(t) \mid \nu_e(0) \rangle |^2 \tag{11.8a}$$

$$= \frac{1}{2}\sin^2 2\theta [1 - \cos(E_2 t - E_1 t)] = \frac{1}{2}\sin^2 2\theta [1 - \cos(\Delta m^2 / 2p_\nu) t] \tag{11.8b}$$

$$= \frac{1}{2}\sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left[\frac{1.27 \cdot (\Delta m^2 / \mathrm{eV}^2)}{E_\nu / \mathrm{MeV}} \cdot (L/\mathrm{m}) \right] 。 \tag{11.8c}$$

而出现原味本征态 ν_e 的概率是

$$P(\nu_e \to \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) = 1 - P(\nu_e \to \nu_\mu) 。 \tag{11.8d}$$

在(11.8b)式中质量参数 Δm^2 的定义为

$$E_2 - E_1 = \sqrt{p_2^2 + m_2^2} - \sqrt{p_1^2 + m_1^2} \approx \sqrt{p_\nu^2 + m_2^2} - \sqrt{p_\nu^2 + m_1^2} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p_\nu} \approx \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} 。 \tag{11.9}$$

另外，(11.8c)式方括号内的数值因子 1.27 是取消自然单位制约定后得到的。这时 $(\Delta m)^2$ 的单位为 $(\mathrm{eV})^2$，E 的单位为 MeV，距离 L 的单位为米(m)。为了实验观测中微子振荡现象，要求混合角 θ 足够大和参数 Δm^2 满足以下条件，

$$\Delta m^2 \geqslant \frac{L}{E} 。 \tag{11.10}$$

注意(11.8)式的原味消失或新味出现的概率随时间 t 的推移而呈现周期振荡变化。假定(11.8)式中余弦函数的相位为 2π，相应的传播距离为

$$L_0 = \frac{4\pi c E_\nu}{\Delta m^2} 。 \tag{11.11a}$$

上式定义了振荡长度 L_0，它可进一步写为

$$L_0 = 2.47\left(\frac{E_\nu}{1\ \mathrm{MeV}}\right)\left(\frac{1\ \mathrm{eV}^2}{(\Delta m^2)}\right)\mathrm{m}。\tag{11.11b}$$

上式表明，如果$(\Delta m)^2$的量级为 1 eV^2 或更小，则振荡长度 L_0 是很大的。例如，1999 年日本 K2K 长基线加速器中微子实验中，大气中微子 Δm^2 参数约为 $\Delta m^2 \approx 10^{-3}\mathrm{eV}^2$，由中微子源（加速器）到探测器（Super-Kamiokande）间的距离长达 250 km。

11.2.3　三味混合矩阵

上面在两态近似下讨论了两味中微子情况。实际存在三味中微子。三种中微子 ν_e，ν_μ，ν_τ 是三个不同的弱作用本征态，对应的三种轻子数近于分别守恒。中微子相互作用总哈密顿量为 $H_i = H_{0i} + H_{wi}$，其中第一项 H_{0i} 表示使轻子数分别守恒的相互作用，第二项 H_{wi} 是使轻子数改变的相互作用。如果 $H_{wi} = 0$，则三种中微子 ν_e，ν_μ，ν_τ 不仅是弱作用本征态，而且也是总哈密顿量 H_i 的本征态，即能量和质量的本征态。如果 $H_{wi} \neq 0$，则弱作用本征态不再是能量和质量的本征态。但仍可找到 H_i 的新的能量本征态 $|\nu_1\rangle$，$|\nu_2\rangle$，$|\nu_3\rangle$，和相应的能量本征值 E_1，E_2，E_3。态 $|\nu_i\rangle (i=1, 2, 3)$ 和态 $|\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau)$ 之间通过一个么正变换 $U_{\alpha i}$ 相联系：$\nu_i = \sum_\alpha U_{\alpha i}\nu_\alpha$，$\alpha = e, \mu, \tau$，　$i = 1, 2, 3$，或用 3×3 矩阵表示为

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}。\tag{11.12}$$

矩阵 U（中微子混合矩阵）把弱本征态 $|\nu_i\rangle (i=1, 2, 3)$ 与质量本征态 $|\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau)$ 联系起来，它是在实验发现中微子振荡以前很久就被引入的[3, 4]。现在三味混合矩阵元 $U_{\alpha i}$ 的数值可由中微子振荡实验数据确定。

中微子振荡的原因是三种中微子的质量本征态与弱作用本征态之间存在混合。中微子的产生和探测都是通过弱相互作用，而传播则由质量本征态决定。由于存在混合，产生时的弱作用本征态不是质量本征态，而是三种质量本征态的叠加。三种质量本征态按不同的物质波频率传播，因此在不同的距离上观察中微子，会呈现出不同的弱作用本征态成分（图 11－3）。当用弱作用去探测中微子时，就会看到不同的中微子。

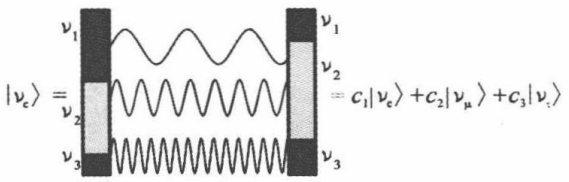


图 11－3　三味中微子振荡示意图　产生时的弱作用本征态不是质量本征态，而是三种质量本征态 $|\nu_1\rangle$，$|\nu_2\rangle$，$|\nu_3\rangle$，的叠加；三种质量本征态按不同的物质波频率传播，在不同距离上观察中微子，会呈现不同的弱作用本征态成分 $|\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau)$。

11.2.4 三味混合矩阵的欧拉转动参数化

假定已知三味混合矩阵元，即可由实验测到的概率 $P(t)$ 求出质量平方差 Δm。作为例子，按照文献[5]，由拟合多项实验数据可得到

$$U=\begin{pmatrix}-0.83 & 0.56 & 0.00\\ 0.40 & 0.59 & 0.71\\ 0.40 & 0.59 & -0.71\end{pmatrix}, \tag{11.13}$$



图 11－4 观测到的太阳中微子(SUN)、反应堆中微子、大气中微子(atm)的味混合示意图 纵坐标为中微子质量平方；交叉线部分表示每个质量本征态中电子型中微子 ν_e 所占比重；右(左)斜线部分表示 ν_μ (ν_τ)所占比重[6]。

其中矩阵元数值的误差范围未表示出来。其主要特征是：除矩阵元 U_{e3} 外，所有矩阵元数值都较大，这与下面将讨论的夸克混合矩阵十分不同，后者的混合很小。这些信息对于研究超出标准模型的物理学以及某种夸克-轻子统一理论是有价值的。此外，矩阵元数值平方 $|U_{ai}|^2$ 反映每个质量本征态 $|\nu_a\rangle(\alpha=e,\ \mu,\ \tau)$ 中弱本征态 $|\nu_i\rangle(i=1,\ 2,\ 3)$ 所占比重。实验观测到的上述轻子味混合矩阵的主要特征表示在图 11－4 中[6]。

类似两味中微子情况的(11.2)式，实际应用中三味中微子混合矩阵常采用三维空间的欧拉转动参数化为[7]

$$\begin{pmatrix}V_{e1} & V_{e2} & V_{e3}\\ V_{\mu1} & V_{\mu2} & V_{\mu3}\\ V_{\tau1} & V_{\tau2} & V_{\tau3}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}c_{12}c_{13} & c_{13}s_{12} & s_{13}\\ -c_{23}s_{12}e^{i\phi}-c_{12}s_{13}s_{23} & c_{12}c_{23}e^{i\phi}-s_{12}s_{13}s_{23} & c_{13}s_{23}\\ s_{23}s_{12}e^{i\phi}-c_{12}s_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23}e^{i\phi}-c_{23}s_{12}s_{13} & c_{13}c_{23}\end{pmatrix}。 \tag{11.14}$$

其中按通常缩略表示，规定字母 c 代表余弦函数 $\cos\theta$，字母 s 代表正弦函数 $\sin\theta$。例如 $c_{12}\equiv\cos\theta_{12}$。混合矩阵元共由六个参数决定(另外还有两个与振荡无关的相位角)，包括三个混合角 θ_{12}、θ_{23}、θ_{13}，两个质量平方差 Δm^2_{21}、Δm^2_{32}，以及一个电荷宇称相位角 δ。

类似于前面讨论的两种情况，传播距离为 $L=ct$ 时三味中微子被检测到的概率分别为

$$\begin{aligned}P(\nu_e\to\nu_\mu)&=\sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{23}L}{4E_\nu}\right),\\ P(\nu_e\to\nu_\tau)&=\cos^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{23}L}{4E_\nu}\right),\\ P(\nu_\mu\to\nu_\tau)&=\cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23}\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{23}L}{4E_\nu}\right)。\end{aligned} \tag{11.15}$$

其中最重要的 3 个参数是 θ_{23}，θ_{13} 和 Δm^2_{23}。

11.2.5　实验数据现状

对大气中微子振荡和太阳中微子振荡等实验研究近十年已有显著进展[8—20]。通过大气中微子振荡测得了 θ_{23} 与 $|\Delta m^2_{32}|$，通过太阳中微子振荡测得了 θ_{12} 与 Δm^2_{21}。典型实验值是

$$\theta_{12} = 34.5^\circ \pm 1.4^\circ,\ \theta_{23} = 43.1^{\circ\,+4.4^\circ}_{-3.5^\circ},\ \theta_{13} = 8^\circ \pm 2^\circ。$$

在混合矩阵中，只有两个参数还没有被精确测量到：即最小的混合角 θ_{13} 和 CP 破缺的相位角 δ_{CP}。混合角 θ_{13} 是关键的。CHOOZ 反应堆中微子实验直接测得的 θ_{13} 上限是：$\sin^2\theta_{13} \leqslant 0.16$（在 $\Delta m^2_{31} = 2.5\times10^{-3}\text{eV}^2$ 情况下）[20]。文献[16]给出的中微子振荡参数多家实验数据最佳拟合值见表 11－2。最新推荐值为 $\sin^2\theta_{13} \approx 0.02 \pm 0.01$（2009 年）。

表 11－2　中微子振荡参数实验数据最佳拟合值[16]

振荡参数	最佳拟合	3σ 范围
$\Delta m^2_{21}[10^{-5}\text{eV}^2]$	7.9	7.1～8.9
$\Delta m^2_{31}[10^{-3}\text{eV}^2]$	2.6	2.0～3.2
$\sin^2\theta_{12}$	0.30	0.24～0.40
$\sin^2\theta_{23}$	0.50	0.34～0.68
$\sin^2\theta_{13}$	0.00	≤0.040

一般认为，θ_{13} 数值大小的重要性在于，它决定着未来中微子物理的发展方向。在涉及轻子问题中，所有 CP 破缺的物理效应都含有与 θ_{13} 有关的因子，它的大小决定着 CP 对称性破坏的程度。若它如预计的是 $\sin^2 2\theta_{13}$ 等于 1%～3%的话，则中微子的电荷宇称(CP)相角可以通过长基线或短基线反应堆中微子实验来测量，宇宙中物质与反物质的不对称现象可能得以解释。如果它太小，则中微子的 CP 相角无法测量，目前用中微子来解释物质与反物质不对称的理论便无法证实。θ_{13} 接近于零也预示着新物理或一种新的对称性的存在。因此不论是测得 θ_{13}，或证明它极小(小于 0.01)，对宇宙起源、粒子物理大统一理论以及未来中微子物理的发展方向等均有极为重要的意义。

总之，迄今利用太阳中微子进行的多项实验都表明中微子质量和中微子混合的存在。利用大气中微子进行的实验(Super-Kamiokande 日本超级神岗)表明有中微子振荡的迹象。利用加速器中微子进行的实验只有美国洛斯阿拉莫斯(Los Alamos)发现有 $\nu_\mu \to \nu_e$ 振荡的迹象。其他许多利用加速器或反应堆的实验尚未发现任何中微子振荡的迹象。

§11.3　弱作用理论和中微子探针

在 11.1.2 节提到，中微子不带电，仅参与弱相互作用。利用中微子探针探测核子与原子核的结构，探测物质结构，需要对弱相互作用理论有所了解。

11.3.1 弱相互作用的费米理论

弱相互作用理论经过半个多世纪的发展，取得了丰硕而漂亮的成果。这里仅作简短回顾。理论的发展大体分为 3 个阶段，即费米理论、中间玻色子理论和电弱统一理论(unified electro-weak theory)。这里首先介绍费米理论。

历史上，为描述弱相互作用，费米于 1934 年首先提出 4 费米子直接相互作用。并类比电磁相互作用对弱相互作用建立了流-流相互作用理论。与两个电流 j_{em}(电荷 e 的流动)的电磁相互作用于类比，对弱相互作用引入了“弱流”(weak current)和“弱荷”(weak charge)。图 11－5 是一种电磁相互作用过程，表示两个电荷为 e 的粒子运动所形成的电流 j_{em}和 j'_{em}之间由虚光子传递的相互作用。与此类比，可以认为弱作用过程(例如 $n+\nu_e \rightarrow p+e^-$)是弱流 j_L^W 与 j_N^W 间由 W 玻色子传递的相互作用(图 11－6)，j_L^W 与 j_N^W 分别是轻子(ν, e)弱流和核子(n, p)弱流。

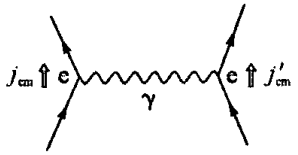


图 11－5 电磁相互作用费恩曼图 两边的空白箭头表示电磁流 j_{em}和 j'_{em}，电磁相互作用通过交换 γ 光子传递。

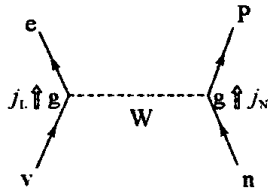


图 11－6 弱相互作用费恩曼图 两边的空白箭头表示轻子弱流 j_L^W 和核子弱流 j_N^W，弱相互作用通过交换 W 玻色子传递。

注意电磁流是实验上可直接测量的，而弱流是实验上不可直接测量的。引入弱的流-流相互作用的正确性在于由此推论出的结果的正确性。类比下面的电磁流-流相互作用能量表示式(哈密顿量)：

$$\hat{H}_{em} = -\iint j_{em}(\boldsymbol{r}) \cdot j'_{em}(r') \frac{d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}'}{|r-r'|}, \tag{11.16}$$

可以写出弱作用哈密顿量的流-流作用形式：

$$\hat{H}_W = -\iint j_N^W(\boldsymbol{r}) \cdot j'^W_L(r') f(R) d\boldsymbol{r}d\boldsymbol{r}'。 \tag{11.17a}$$

上式中除了用弱流密度 j_L^W 与 j_N^W 代替电流密度 j_{em}和 j'_{em}外，弱作用力程因子 $f(R)$代替了电磁作用力程因子 $1/|r-r'|$。由于弱相互作用几乎可视为零程力(点相互作用)，弱作用力程因子 $f(R)$可用 δ 函数 $\delta(r-r')$代替，于是弱作用哈密顿量的流-流作用形式为

$$\hat{H}_W = -\int j_N^W(\boldsymbol{r}) \cdot j_L^W(\boldsymbol{r}) d\boldsymbol{r}。 \tag{11.17b}$$

如果把上式中的弱流密度 j_L^W 与 j_N^W 视为四维矢量(包含弱荷密度)，$\hat{H}_W$ 可为洛伦兹不

变量。在狄拉克理论中电磁流由四维矢量算符 $O_{em}=\gamma_4\gamma_\mu$ 表示为 $j_{em}=e[\mathrm{i}\bar{\psi}\gamma_\mu\psi]$，i 态到 f 态跃迁流表示为 $j_{em}=e[\mathrm{i}\bar{\psi}_f\gamma_\mu\psi_i]$，其中 $\bar{\psi}=\psi^*\gamma_4$。按照费米的作法，与四维电磁流密度类比，弱作用过程(例如 $n+\nu_e\rightarrow p+e^-$)的轻子跃迁流和核子跃迁流分别为

$$j_L^W=g[\mathrm{i}\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu],\quad j_N^W=g[\mathrm{i}\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_n]。\tag{11.18}$$

上面已将电荷 e 换成弱荷 g，(11.17b)式的弱作用过程哈密顿量为

$$\begin{aligned}\hat{H}_W&=g^2\int(\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_n)\cdot(\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu)\mathrm{d}\boldsymbol{r}\\&=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\int(\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_n)\cdot(\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu)\mathrm{d}\boldsymbol{r}。\end{aligned}\tag{11.19}$$

此处出现因子$(G_F/\sqrt{2})$是为了在考虑宇称不守恒后使跃迁概率保持不变。G_F 称为普适费米弱作用耦合常数，它唯一地给定了弱过程的 4 费米子类点相互作用。多项弱作用过程实验确定其数值为

$$G_F=(1.166\,37\pm0.000\,02)\times10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}。\tag{11.20}$$

在一般情况下，弱流密度 j_L^W 与 j_N^W 并不一定仅由四维矢量算符 $O=\gamma_4\gamma_\mu$ 表示。原则上，满足相对论不变性要求的 O 算符最多可有 5 种类型，按照空间反射下这些算符的变换性质，它们分别称为矢量(V)，轴矢量(A)，标量(S)，赝标量(P)和张量(T)。由核 β 衰变(β - decay)理论知道，弱相互作用有两大类，既有 V 型的(与费米跃迁相联系)，又有 A 型的(与加莫夫-特勒跃迁相联系)。在 β 衰变过程中产生的中微子作为无质量费米子，其螺旋度是守恒的。不论是 V 型的或 A 型的弱作用，β 衰变末态都包含轻子对的产生，轻子和反轻子必定具有相反的螺旋度。

对于有质量的中微子，虽不能处于纯螺旋态，但实验表明，它们仍倾向于相反的螺旋态。这时，在包含 V 型和 A 型弱作用的普遍情形下，弱作用振幅由以下算符给定：$\frac{1}{2}(C_V+\gamma_5C_A)$，此处 C_V 和 C_A 是常数系数。中微子总处于左旋态的事实，要求 $C_A=-C_V$，从而有算符 $\frac{1}{2}(1-\gamma_5)$，它作用到 4 分量狄拉克旋量。γ_5 是狄拉克矩阵，它亦称手征算符：$\gamma_5\psi=\pm\psi$，其本征值为 ±1 的本征态分别为右旋态和左旋态，而算符 $P_{R,L}\equiv\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)$ 可将 ψ 分别投影为右旋态 ψ_R 和左旋态 ψ_L：

$$\psi_{R,L}\equiv\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5)\psi。\tag{11.21}$$

对于无质量中微子，把上述算符作用到波函数上等同于把螺旋度投影算符 $P_{R,L}=\frac{1}{2}(1\pm\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}/E)$作用到二分量旋量波函数 φ(左右螺旋态的叠加态)上：

$$P_R\psi = \frac{1}{2}(1+\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}/E)(\psi_L+\psi_R) = \psi_R$$
$$P_L\psi = \frac{1}{2}(1-\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}/E)(\psi_L+\psi_R) = \psi_L \tag{11.22}$$

在这种情况下，V 型弱作用和 A 型弱作用幅度相等而符号相反，在空间反射下分别具有奇宇称和偶宇称，弱作用过程的宇称达到最大限度的破坏。弱流是矢量流和轴矢流以相等的比例混合($C_A = -C_V$)，称“V - A 理论”。(11.19)式中弱作用过程(例如 $n+\nu_e \to p+e^-$)的轻子弱流 $j_L^W = g[i\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu]$在“V - A 理论”下应写为

$$j_L^W = g[i\bar{\psi}_e\gamma_\mu\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_\nu]。 \tag{11.23}$$

费米理论能较好解释当时实验发现的弱衰变等低能弱作用现象，但也遇到若干基本困难，如不可重正化问题和高能碰撞截面么正上限问题等。

11.3.2 弱作用的中间玻色子理论

为了克服上述困难，不久便出现了中间玻色子理论。按照这个理论，弱相互作用是通过交换中间玻色子 $W^\pm$ 和 Z^0 来传递的，这类似于电磁相互作用是通过交换光子传递的。由于 $W^\pm$ 中间玻色子的大质量，它被发射和吸收的存活时间约为 $\Delta t \leqslant \hbar/m_W$，它在弱作用过程中可传播的最远距离是 $c\Delta t = \hbar/m_W \approx 10^{-3}$ fm。这是极短的力程(电磁作用力程为∞，强作用力程为 1 fm)，所以弱相互作用几乎可视为零程力(点相互作用)。为了解中间玻色子理论，不失一般性，仍以前述 μ 子弱衰变 $\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ 为例来说明。对这个纯弱相互作用衰变过程，如果按照费米理论，则涉及四个费米子的类点相互作用，只需由费恩曼图(图 11 - 7a)进行关于耦合常数 G_F 的一阶微扰论计算。但若按照中间玻色子理论，则涉及两个顶点耦合常数 g，应进行关于 g 的二阶微扰论计算。相应的费恩曼图如图 11 - 7b 所示。初态 μ^- 轻子发射一个中间虚玻色子 W^- 和一个末态中微子 ν_μ；玻色子 W^- 在虚态传播，然后衰变到末态 e^- 和 $\bar{\nu}_e$。在每个顶点是 4 动量守恒的。以保证整个过程的能量守恒和动量守恒。对于自由粒子，4 动量平方等于它的质量平方。但对虚粒子并非如此。对 W 玻色子的 4 动量平方，$q^2 = (p-p')^2$，此处 p 和 p' 分别是 μ^- 和 ν_μ 的 4 动量。W 玻色子的传播子(图 11 - 7b 中虚线)为 $1/(Q^2+m_W^2)$，通常 $Q^2 = -q^2 \ll m_W^2$，可取 $Q^2 \to 0$，则弱衰变过程的跃迁矩阵元 $\mathcal{M}_{fi}$ 与弱荷平方 g^2 成正比，即

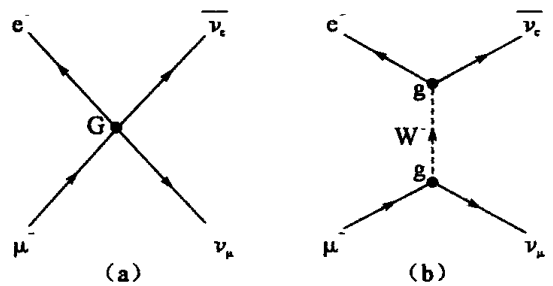


图 11 - 7　μ 子弱衰变($\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$)的费恩曼图　两种理论机制的比较：(a)流-流相互作用理论，衰变过程仅涉及四个费米子的类点相互作用，只有一个顶点耦合常数；(b)中间玻色子理论，涉及两个顶点耦合常数。

$$\mathcal{M}_{fi} \propto g \cdot \frac{1}{Q^2 + m_W^2} \cdot g \to \frac{g^2}{m_W^2}。 \tag{11.24}$$

如果费米耦合常数 G_F 与耦合常数 g 之间的关系为

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}, \tag{11.25}$$

则弱作用流-流相互作用理论的费恩曼图(图 11－7a)与中间玻色子理论的费恩曼图(图 11－7b)是等价的。上述费米理论和中间玻色子理论这两种理论已可以解释弱衰变过程和低能散射过程的大量实验结果。下面简单介绍实验测量的物理量,理论推导细节可参阅标准教科书,例如[23]和[24]。

11.3.3　衰变宽度和散射截面

由非相对论量子力学可计算弱衰变平均寿命 $\tau = 1/W$ 和低能散射微分截面 $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega = W/v_i$,这里跃迁概率 W 可由费米黄金规则来确定:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \mid M_{fi} \mid^2 \rho_f(E), \tag{11.26}$$

其中 M_{fi} 是初末态跃迁矩阵元,$\rho_f(E)$ 是末态密度分布。由此可得散射过程质心系微分截面,

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}(\mathrm{a} + \mathrm{b} \to \mathrm{c} + \mathrm{d}) = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4} \frac{p_f^2}{v_i v_f} \mid M_{fi} \mid^2, \tag{11.27}$$

此处 p_f 是末态粒子动量,v_i 和 v_f 分别是初态粒子(a 与 b)质心系相对速度和末态粒子(c 和 d)质心系相对速度。

在相对论情况下(衰变和高能散射),由满足洛伦兹变换不变性要求的初末态跃迁矩阵元 $\mathcal{M}_{fi}$,参见(11.24)式,可计算衰变宽度 Γ 和散射过程质心系(cm)微分截面 $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$;

$$\Gamma(\mathrm{a} \to \mathrm{b} + \mathrm{c}) = \frac{p_f}{32\pi^2 m_a^2} \int \mid \mathcal{M}_{fi} \mid^2 \mathrm{d}\Omega, \tag{11.28}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \mid_{cm}(\mathrm{a} + \mathrm{b} \to \mathrm{c} + \mathrm{d}) = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{p_f}{p_i} \mid \mathcal{M}_{fi} \mid^2。 \tag{11.29}$$

此处 $\mathrm{d}\Omega$ 是关于末态粒子 c 动量 $\boldsymbol{p}_c$ 的立体角元,质心系能量 $s = (E_a + E_b)$,初态粒子动量 $|\boldsymbol{p}_a| = |\boldsymbol{p}_b| = p_i$,末态粒子动量 $|\boldsymbol{p}_c| = |\boldsymbol{p}_d| = p_f$。

对于 μ 子弱衰变,利用以上关系式可导出衰变宽度 Γ_μ 和寿命 τ_μ:

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} \propto G_F^2 m_\mu^5, \tag{11.30}$$

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} \cdot (m_\mu)^5 \cdot (1 + \varepsilon)。 \tag{11.31}$$

上式中的高阶修正项 ϵ 很小[21]，通常可忽略。

对于中微子(反中微子)-电子散射，如果利用狄拉克方程旋量解 $u(\boldsymbol{p}, s)$，由(11.23)式，电子弱流可表示为

$$j^{\mu} = -\mathrm{i}\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{u}(\boldsymbol{p}', s')\frac{1}{2}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u(p, s)。\tag{11.32}$$

参考(11.24)和(11.25)式，满足洛伦兹不变性要求的初末态跃迁矩阵元 $\mathscr{M}_{\mathrm{fi}}$ 为

$$\mathscr{M}_{\mathrm{fi}} = \frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}}[\bar{u}(k', \sigma')\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u(k, \sigma)][\bar{u}(p', s')\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u(p, s)]。\tag{11.33}$$

再由(11.29)式，可得微分截面和总截面(注意 $\mathrm{d}\Omega/\mathrm{d}q^2 = \pi/p^2$)为

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}q^2}(\nu + \mathrm{e} \to \nu + \mathrm{e}) &= \frac{G^2}{\pi},\\ \sigma(\nu + \mathrm{e} \to \nu + \mathrm{e}) &= \frac{G^2 s}{\pi},\end{aligned}\tag{11.34}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta}(\bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{e} \to \bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{e}) &= \frac{G^2}{8\pi}s(1+\cos\theta)^2,\\ \sigma(\bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{e} \to \bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{e}) &= \frac{G^2 s}{3\pi}。\end{aligned}\tag{11.35}$$

上述微分截面也常利用无量纲变量 $y = E_{\mu}/E_{\mathrm{e}} = (1-\cos\theta)/2$ 表示为

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}(\nu_{\mathrm{e}} + \mathrm{e} \to \nu_{\mathrm{e}} + \mathrm{e}) &= \frac{G^2 s}{\pi},\\ \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}(\bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{e} \to \bar{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{e}) &= \frac{G^2 s}{\pi}(1-y)^2。\end{aligned}\tag{11.36}$$

上面扼要介绍的几个截面公式在后面讨论各种中微子散射问题时是有用的。

11.3.4 电弱统一理论

前已提到，电磁理论和中间玻色子理论有不少相似之处，它们有统一的可能。由于电磁作用是规范相互作用，统一的电弱相互作用也应是规范相互作用。规范相互作用总是和一定规范变换群下的不变性相联系。电磁规范相互作用是和 $U(1)$ 规范不变性相联系，并通过交换自旋为 1 质量为 0 的光子来实现。统一的电弱相互作用也应交换自旋为 1 质量为 0 的规范粒子。但前述中间玻色子质量很大，这表明规范对称性是破缺的，并使规范粒子获得质量。严格的电弱统一理论是格拉肖(S. Glashow)1961 年首先提出的，温伯格和萨拉姆(A. Salam)于 1967—1968 年完善的。在这个理论中，电磁作用和弱作用被视为属于 $SU(2)\times U(1)$ 规范对称性的同一种相互作用，通过交换四种规范玻色子来实

现。电磁相互作用和弱相互作用不过是同一种基本相互作用(电弱相互作用)的两种表现形式。该理论的最重要预言是 Z^0 玻色子的存在。这些预言于 1983 年的实验得到证实。关于中性弱流的预言也被多次实验所证实。这个理论的优点是可通过重正化方法消除发散困难,以极高的精度与实验结果相符合,成为理论物理学中最成功的理论。在电弱统一理论中引入了"弱同位旋"(weak isospin)I 和"弱超荷"(weak hypercharge)Y 的新概念,三种规范玻色子 $W^{(1)}$, $W^{(2)}$, $W^{(3)}$ 属于 SU(2)群的 $I=1$ 三重态,第四个规范玻色子 B 是同位旋标量($I=0$),属于弱超荷的 U(1)群。这四个规范玻色子并不等同于前面提到的 γ, $W^{\pm}$, Z^0,但有以下线性关系:

$$\begin{aligned} |\gamma\rangle &= +\cos\theta_W |B^0\rangle + \sin\theta_W |W^{(3)}\rangle, \\ |Z^0\rangle &= -\sin\theta_W |B^0\rangle + \cos\theta_W |W^{(3)}\rangle。 \end{aligned} \tag{11.37}$$

即$|\gamma\rangle$和$|Z^0\rangle$都是$|B^0\rangle$和$|W^{(3)}\rangle$的混合态,θ_W 称为电弱混合角或温伯格角。它与规范玻色子质量比的关系为 $m_W/m_Z=|\cos\theta_W|$。分析多项实验结果可得

$$\sin^2\theta_W = 0.231\,24 \pm 0.000\,24, \tag{11.38}$$

这个参数唯一地确定电弱统一理论预言的中性弱流。

11.3.5　弱作用理论小结

以上简要回顾了弱作用理论的发展,费米理论——中间玻色子理论——电弱统一理论。电弱统一理论不但能解释以前电磁作用理论和弱作用理论所解释的实验结果,而且给出过去没有的新预言。它预言的中性流弱相互作用的强度与荷电流弱相互作用强度同量级,它们分别通过交换 $W^{\pm}$ 玻色子和 Z^0 玻色子来实现。费米理论仍是一个在低能范围很好适用的近似理论;电弱统一理论的优越性只是在高能情况才表现出来。在低能情况下,弱相互作用与电磁相互作用的处理仍可明确分离开。按照一般场论,交换质量为 m_X 的某种粒子的相互作用振幅为

$$\mathcal{M}_{fi} \propto g \cdot \frac{1}{Q^2 + m_X^2} \cdot g, \tag{11.39}$$

其中 g 是相应的耦合常数。$1/(Q^2+m_X^2)$是传播子。对于弱相互作用,$m_X = m_{W,Z} \approx 80\ \text{GeV}$;对于电磁相互作用,$m_X = m_\gamma = 0$。即便电磁作用与弱作用有相同的的耦合常数,仅当 $Q^2c^2 \approx m_X^2c^4$,这两种相互作用振幅才是可比较的,即对弱相互作用要求较高能中微子。

§11.4　中微子探针与夸克模型

11.4.1　夸克模型

1964 年,盖尔曼和茨威格(以及北京粒子组)提出一个大胆的假设:一切强子都是夸

克的束缚态。例如质子是两个 u 夸克和一个 d 夸克的束缚态(uud),π^+ 介子是束缚态($u\bar{d}$),K^+ 介子是束缚态($u\bar{s}$),Λ 超子是束缚态(uds)等等。上述夸克模型假设的正确性后来得到大量实验证实。因而最基本的弱相互作用是轻子、中微子和夸克间的相互作用。强子的衰变和散射过程可以在强子的夸克模型基础上更深入地理解。本节将以中子 β 衰变为例说明。以后各节将看到,中微子探针在揭示强子和原子核的夸克结构方面起着重要作用。

11.4.2 中子 β 衰变的夸克模型

关于轻子的弱作用前面已有介绍,关于夸克的弱作用要复杂一些,这里首先考虑包含强子和轻子的熟悉的弱作用过程:中子 β 衰变过程 $n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$。从夸克层次来看,其基本过程是夸克发射和吸收 $W^\pm$ 玻色子而引起电荷变化的荷电流过程(charged current process),分别对应电荷升高和电荷降低。同时中子内的 d 夸克转变为 u 夸克:$d\to u+e^-+\bar{\nu}_e$,另外两个夸克则起着旁观者的作用(图 11-8)。夸克和轻子都是费米子,仅电荷不同。夸克的弱流和轻子的弱流具有类似的形式,由此可计算出中子 β 衰变的寿命。中子 β 衰变的逆过程是 $\nu_e+n\to p+e^-$ 和 $\bar{\nu}_e+p\to n+e^+$ 以及 $p+e^-\to n+\nu_e$(K 俘获),前二者属中微子(反中微子)与核子散射,将在后面讨论。

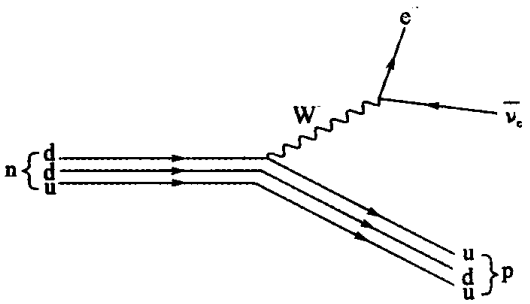


图 11-8 夸克模型下中子 β 衰变过程 $n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$(电荷降低)的费恩曼图 中子内的 d 夸克转变为 u 夸克:$d\to u+e^-+\bar{\nu}_e$,并发射 W^- 玻色子,另外两个夸克则起着旁观者的作用。

11.4.3 轻子-夸克对称性

关于夸克的弱作用,这里仅 W^- 指出两点,(1)轻子-夸克对称性(2)夸克混合。首先注意表 11-1 中前两代夸克以及前两代轻子,

$$\begin{pmatrix}u\\d\end{pmatrix}\text{和}\begin{pmatrix}c\\s\end{pmatrix},\quad\begin{pmatrix}\nu_e\\e^-\end{pmatrix}\text{和}\begin{pmatrix}\nu_\mu\\\mu^-\end{pmatrix}。\tag{11.40}$$

轻子-夸克对称性是说这些左旋费米子具有同等的弱相互作用。这是指在费恩曼图中若作的代换

$$\nu_e\to u,\ e^-\to d,\ \nu_\mu\to c,\ \mu^-\to s,\tag{11.41}$$

则可由 $W^\pm$ 轻子顶点得到 $W^\pm$ 夸克顶点,并且顶点处耦合常数 g 保持不变(图 11-9)。

由这性质可知,夸克过程 $d+\bar{u}\to W^-$ 和 $s+\bar{c}\to W^-$ 具有相同的耦合常数 $g_{ud}=g_{cs}=g$,并与相应的轻子过程相同。在 π 介子衰变 $\pi^-\to\mu^-+\bar{\nu}_\mu$ 的费恩曼图中就包含这类顶点。但上述规则有局限性,如不适用于 $s+\bar{u}\to W^-$ 和 $d+\bar{c}\to W^-$ 过程。在 K 介子衰变 $K^-\to$

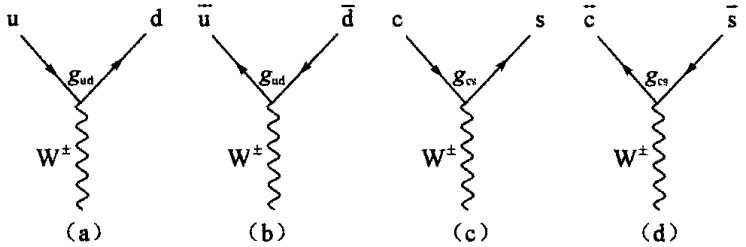


图 11－9　由夸克-轻子对称性得到的夸克顶点(尚未考虑夸克混合)

$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ 的费恩曼图中包含这类顶点。实际上一切奇异强子弱衰变都包含这类顶点，如 Σ 超子衰变 $\Sigma^- \to n + e^- + \bar{\nu}_e$，这过程初末态奇异量子数的变化是 $\Delta s = 1$。实验结果表明，($\Delta s = 1$)跃迁比($\Delta s = 0$)跃迁的衰变率约小 20 倍。典型例子是 Σ 超子衰变($\Delta s = 1$)比中子 β 衰变 $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$($\Delta s = 0$)压低约 20 倍，其理论解释参见(11.45)式。

11.4.4　夸克混合

为了解释上述衰变压低现象，1963 年卡比博(N. Cabibbo)引入“夸克混合”概念。意思是，d 夸克和 s 夸克通过以下线性组合才参与弱相互作用，

$$\begin{aligned} d' &= d\cos\theta_C + s\sin\theta_C, \\ s' &= -d\sin\theta_C + s\cos\theta_C, \end{aligned} \tag{11.42}$$

这里参数 θ_C 称为弱混合角或卡比博角。于是轻子-夸克对称性可用于下面的二重态，

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} 和 \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \tag{11.43}$$

如果选定适当的弱混合角，则引入上述夸克混合可使理论与实验数据符合得很好。例如，多项实验综合给出

$$\sin\theta_C \approx 0.22;\ \cos\theta_C \approx 0.98, \tag{11.44}$$

(参数 $\theta_C \approx 13.17°$)，于是变换 c↔d 和 s↔u 对应的弱过程与变换 c↔s 和 d↔u 对应的弱过程发生概率之比为

$$\frac{\sin^2\theta_C}{\cos^2\theta_C} \approx \frac{1}{20}。 \tag{11.45}$$

这个数值结果提供了一个重要的检验判据。

11.4.5　CKM 矩阵

以上是仅考虑表 11.1 中头两代轻子和夸克的情况，如果也考虑第三代，则夸克混合的情况变复杂，这时可由所谓卡比博-小林-益川矩阵(Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix，CKM matrix)来表示：

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{ub}} \\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{cb}} \\ V_{\mathrm{tb}} & V_{\mathrm{ts}} & V_{\mathrm{tb}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}。 \tag{11.46}$$

CKM 矩阵的诸矩阵元的数值已由多种实验[21, 22]给出：

$$(|V_{ij}|) = \begin{pmatrix} 0.974\,5\cdots0.976\,0 & 0.217\cdots0.224 & 0.001\,8\cdots0.004\,5 \\ 0.217\cdots0.224 & 0.973\,7\cdots0.975\,3 & 0.036\cdots0.042 \\ 0.004\cdots0.013 & 0.035\cdots0.042 & 0.999\,1\cdots0.999\,4 \end{pmatrix}。 \tag{11.47}$$

只是非对角元素尚有不确定性。矩阵元数值平方代表跃迁概率。仔细观察这些数值可知，反映同代跃迁的对角矩阵元数值很大（如 V_{ud} 为 0.974 5 至 0.976 0），而 V_{cb} 和 V_{ts} 比 V_{us} 和 V_{cd} 小一个数量级，这说明，第三代向第二代跃迁概率比第二代向第一代跃迁概率被压低约两个数量级。三代夸克混合矩阵(11.46)式与三味中微子混合矩阵(11.12)式相似。(11.46)式中的三维矩阵约化到二维情况成为

$$\begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} \\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos\theta_{\mathrm{C}} & \sin\theta_{\mathrm{C}} \\ -\sin\theta_{\mathrm{C}} & \cos\theta_{\mathrm{C}} \end{pmatrix}。 \tag{11.48}$$

这对应两代夸克混合的(11.42)式，并与两味中微子混合的(11.2)式相似。

三代轻子的混合矩阵(11.12)式和三代夸克的混合矩阵(11.46)式的相似性及诸矩阵元的数值，为检验标准模型和研究超出标准模型的物理提供丰富的信息。

11.4.6 中微子-夸克散射(荷电流过程)

11.3.3 节介绍的中微子(反中微子)-电子散射截面公式可以推广用于中微子(反中微子)-夸克散射。为此需要按轻子荷电弱流来构造夸克荷电弱流(注意夸克电荷为分数)，它们都是具有 V - A 结构的弱流。根据电荷改变的电子弱流(11.32)式可定义电荷改变的夸克(反夸克)弱流的形式：

$$j_{\mathrm{e}}^{\mu} = -i\frac{g_{\mathrm{W}}}{\sqrt{2}}\bar{u}_{\nu}(\boldsymbol{p}', \boldsymbol{s}')\frac{1}{2}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{s})\ (\text{电子弱流}), \tag{11.49}$$

$$j_{\mathrm{q}}^{\mu} = -i\frac{g_{\mathrm{W}}}{\sqrt{2}}\bar{u}_{\mathrm{u}}(\boldsymbol{p}', \boldsymbol{s}')\frac{1}{2}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u_{\mathrm{d}}(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{s})\ (\text{夸克弱流})。 \tag{11.50}$$

(11.50)式给出的是电荷升高的夸克弱流；对它取厄米共轭就得到电荷降低的夸克弱流。由 11.3.3 节中 ν_{e} 散射的结果(11.34)式可得中微子(反中微子)-夸克散射质心系截面，见(11.51)和(11.52)式。

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(\nu_{\mu} + \mathrm{d} \to \mu^{-} + \mathrm{u})}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{G^2 s}{4\pi^2}, \tag{11.51}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(\bar{\nu}_{\mu} + \mathrm{u} \to \mu^{+} + \mathrm{d})}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{G^2 s}{16\pi^2}(1-\cos\theta)^2。 \tag{11.52}$$

弱流的 V－A 结构表明，只存在左旋夸克和右旋反夸克。类似(11.36)式，利用无量纲变量 $y = E_\mu/E_\nu = (1-\cos\theta)/2$，中微子(反中微子)-夸克(反夸克)散射截面可一般地表示为

$$\frac{d\sigma(\nu q)}{dy} = \frac{G_F^2 xs}{\pi}, \tag{11.53}$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu} q)}{dy} = \frac{G_F^2 xs}{\pi}, \tag{11.54}$$

$$\frac{d\sigma(\nu \bar{q})}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}(1-y)^2 xs, \tag{11.55}$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}\bar{q})}{dy} = \frac{G_F^2 xs}{\pi}。 \tag{11.56}$$

11.4.7　中微子-夸克散射(中性流过程)

中性流中微子-夸克散射过程 $\nu q \to \nu q$ 的截面计算与荷电流过程 $\nu q \to \mu q'$ 截面的计算步骤相同。$\nu q \to \nu q$ 的中性弱流可将具有 V－A 结构的电荷改变的夸克弱流(11.50)式变为

$$j^\mu_{NC}(v) = -i\frac{g_Z}{\sqrt{2}}\bar{u}_\nu(k',\sigma')\frac{1}{2}\gamma_\mu(C_V^q - \gamma^5 C_A^q)u_\nu(k,\sigma), \tag{11.57}$$

此处矢量耦合 C_V^q 不等于轴矢耦合 C_A^q，夸克的中性弱流 j_q^μ(NC)不是纯粹的 V－A 结构，它们有左旋分量，又有右旋分量。C_V^q 与 C_A^q 是由实验确定的参量。文献[25]给出一个适用于所有费米子(夸克，轻子)的 C_V^q 与 C_A^q 的公式。(11.57)式中的中性流弱耦合常数 g_W 与(11.50)式中的荷电流弱耦合常数 g_Z 有以下联系，

$$g_Z = g_W/\cos\theta_W, \tag{11.58}$$

并且在 $Q^2 \leqslant m_Z^2$ 情况下有类似(11.24)式和(11.25)式的结果，故可利用费米耦合常数 G_F 作为弱耦合常数，因为 $m_Z = m_W/\cos\theta_W$ 且 $g_Z/m_Z = g_W/m_W$。

类似(11.51)式至(11.56)式，对中性流中微子-夸克散射可得到

$$\frac{d\sigma(\nu q)}{dy} = \frac{G_F^2 xs}{4\pi}[(C_V^q + C_A^q)^2 + (C_V^q - C_A^q)^2(1-y)^2], \tag{11.59}$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\mu} q)}{dy} = \frac{G_F^2 xs}{4\pi}[(C_V^q + C_A^q)^2(1-y)^2 + (C_V^q - C_A^q)^2], \tag{11.60}$$

$$\frac{d\sigma(\nu \bar{q})}{dy} = \frac{G_F^2 xs}{4\pi}[(C_V^q + C_A^q)^2(1-y)^2 + (C_V^q - C_A^q)^2]。 \tag{11.61}$$

§11.5　中微子-核散射研究意义

本章主要关注核物理中的中微子探针。与中微子-核散射有关的现象涉及中微子探针能量范围很宽，可从几 MeV 到上千 TeV。对中微子与原子核相互作用的研究兴趣主

要来自以下几方面：

(1) 如前所述，近年来中微子束流(neutrino beam)装置的发展促进了中微子物理的研究。在研究中微子振荡和中微子质量等基本问题时，作为检测器材料的原子核以及中微子-核相互作用知识起着重要作用，它们是构成中微子振荡实验系统误差的主要来源。为使混合角 θ_{13} 的测量达到 0.01 的精度，人们越来越认识到，需要理论和实验提供尽量精确的中微子与原子核的散射截面。

(2) 中微子与原子核相互作用并不局限于检测中微子，研究兴趣还在于产生中微子的过程，以及星体物质内的中微子散射。中微子探针在宇宙学、天体物理和地球物理也有重要用处。如前述卡姆兰德实验首次观测到由地球深处铀与钍元素发出的中微子，这两种来源的中微子比例可反映地球形成与演化的历史规律，是研究地质学的重要手段。

(3) 中微子-核散射与强子物理也有密切联系。利用中微子探针探测核子与原子核的结构在实验和理论上已开展不少研究。特别是，通过中微子(反中微子)与核子散射过程可以提取核子的奇异性内涵(第 2 章)。用中微子探针研究核子与核的结构性质涉及弱作用以及电磁相互作用，且两种作用给出的核信息可以互相补充。这些信息有助于在 QCD 理论框架下了解强子结构。特别是，通过弱相互作用的矢量-轴矢量(V - A)结构可以检验 QCD 理论。尤其是核子的轴矢结构，很难用电子探针和光子探针来研究。例如，用荷电流中微子探针研究核子的轴矢形状因子，用中性流中微子探针探测奇异性海夸克对核子自旋的贡献等等(第 2 章)。

(4) 在低能区(几十 MeV)不能激发核子自由度，但可以利用中微子激发原子核运动模式(特别在难于用电磁探针研究情况下)，激发核整体自由度-巨共振区，研究核动力学及核相互作用。

本章作为“中微子探针引论”，在以下各节将有选择地讨论一些中微子散射问题。本章篇幅所限，部分内容只给出概要，辅以必要的参考文献。

§11.6 中微子-电子散射

在(11.32)至(11.36)式已一般地讨论过中微子-电子散射截面问题。下面讨论两个具体例子。

11.6.1 中性流高能 μ 中微子弹性散射

首先考虑能量较高的 μ 中微子-电子弹性散射(图 11 - 10)：

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e \to \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e \,。 \qquad (11.62)$$

这个过程很适宜用来研究交换 Z^0 介子的弱相互作用。实际上，1973 年欧洲核子中心 CHARM 合作组正是利用这个过程完成了关于弱中性流的第一个实验观测[26]。

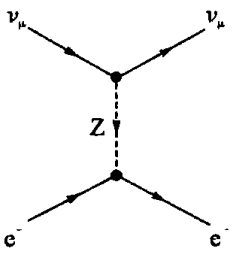


图 11 - 10 μ 中微子-电子弹性散射的费恩曼图

实验给出的 μ 中微子-电子弹性散射截面为

$$\sigma_{\nu_\mu e} = (1.9 \pm 0.4 \pm 0.4)10^{-42} \frac{E}{\mathrm{GeV}} \mathrm{cm}^2,$$
$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.4)10^{-42} \frac{E}{\mathrm{GeV}} \mathrm{cm}^2。 \tag{11.63}$$

当时由此定出电弱混合角或温伯格角为

$$\sin^2\theta_W = 0.215 \pm 0.032 \pm 0.012。 \tag{11.64}$$

这个数值结果与其他渠道获得的结果一致，如(11.29)式。这是对电弱统一理论存在中性矢量玻色子(neutral vector boson)的实验支持和确认。从(11.41)式可知，实验观测此能区截面是与中微子能量 E 成正比的，这与理论结果一致。

11.6.2　低能中微子-电子散射

下面讨论低能中微子-电子散射。在探测中微子振荡的实验中，对测量的准确性起着重要作用的除了中微子-原子核散射外，就是中微子-电子散射。例如日本超级神岗(Super-Kamiokande)中微子振荡实验中[6, 13]，观测太阳中心区发射出的中微子到达地球表面过程中发生的味振荡(flavor oscillation)。要求仔细计入中微子穿过太阳物质时中微子-电子散射带来的影响，尤其是电子中微子 ν_e 的影响，包括荷电流过程(交换 W^+)和中性流过程(交换 Z^0)二者的影响(图 11-11)。

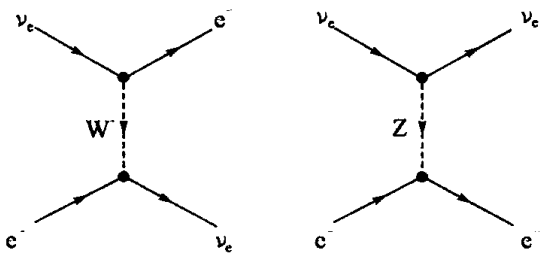


图 11-11　电子型中微子-电子散射的费恩曼图　左图为荷电流过程，右图为中性流过程。

注意中性流过程比荷电流过程多一个与温伯格角 θ_W 有关的参数。对于中微子能量 $E_\nu \geqslant m_e$，但中微子能量小于 W 玻色子质量，与非极化电子散射的质心系总截面理论结果对中微子和反中微子分别为

$$\sigma_\nu = \frac{G_F^2}{3\pi}[3 + 12\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W](cp_e)E_e, \tag{11.65}$$

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \frac{G_F^2}{3\pi}[1 + 4\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W](cp_e)E_e。 \tag{11.66}$$

其中 p_e 和 E_e 是电子动量和能量(质心系)，$\sin^2\theta_W$ 的数值见(11.38)式。

§11.7　中微子探针与核子

11.7.1　概述

中微子-核子 νN 散射截面包括荷电流过程(charged-current, CC)截面和中性流过

程(neutral-current, NC)截面：$\sigma = \sigma^{CC} + \sigma^{NC}$，其中每种过程又可分为准弹性散射(QE)，共振产生(RES)和深度非弹性散射(DIS)：

$$\sigma^{CC} = \sigma^{CC}(QE) + \sigma^{CC}(RES) + \sigma^{CC}(DIS), \tag{11.67}$$

$$\sigma^{NC} = \sigma^{NC}(QE) + \sigma^{NC}(RES) + \sigma^{NC}(DIS)。 \tag{11.68}$$

准弹性散射(QE)主要发生在低于 1 GeV 能区，共振产生(RES)主要发生在几GeV 能区，深度非弹性散射(DIS)主要发生在远高于 1 GeV 能区。图 11 - 12 给出中微子-核子散射总截面实验数据概览，其中低于 10 GeV 的略凸起区对应准弹性散射(QE)和共振产生(RES)，下面将对此能区过程择要介绍，对于深度非弹性散射(DIS)过程将在第 12 章介绍。

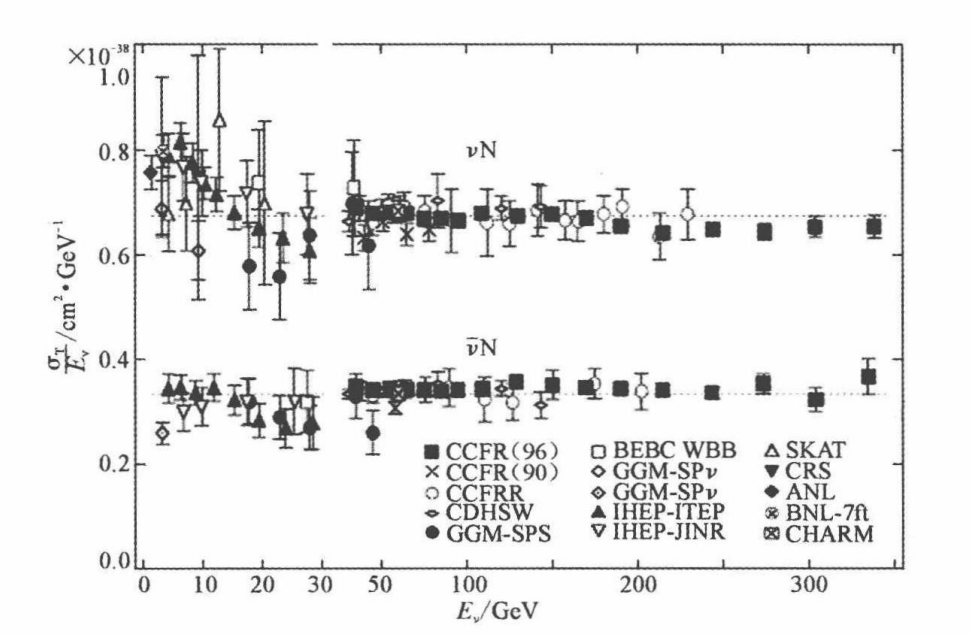


图 11 - 12　νN 散射总截面实验数据概览[27]

11.7.2　荷电流过程与中性流过程

1. 荷电流过程

在 νN 散射过程中，尤其是低于 10 GeV 的中能区，νN 散射截面主要由准弹性散射过程和 π 产生过程决定。如(11.67)和(11.68)式所示，它们可以是荷电流散射过程或中性流散射过程。如前所述，荷电流过程是指所涉及的始末态轻子和强子的电荷发生改变的过程，同时伴随有 $W^{\pm}$ 玻色子交换。随着中微子能量的增加，首先出现的是准弹性过程，例如 $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$，$\bar{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n$。这种过程的强子流矩阵元表示式包含 3 个形状因子：F_1，F_2 和轴矢量形状因子 F_A，通过矢量流守恒可把 F_1，F_2 和核子的电磁形状因子 F_V 联系起来。

能量再增加将出现单 π 产生过程，即末态产生一个 π 介子的非弹性过程，例如

$$\begin{aligned}&\nu+p\to e^-+p+\pi^+,\\&\nu+n\to e^-+n+\pi^+,\\&\nu+n\to e^-+p+\pi^0。\end{aligned}\tag{11.69}$$

实验结果表明，带电强子弱流是同位旋矢量流，末态的 $I=1/2$ 和 $I=3/2$ 的振幅比为3/4。能量再高将发生单举过程，例如 $\nu_\mu+N\to\mu^-+X$，$\bar{\nu}_\mu+N\to\mu^++X$ 对此将在下章讨论。

2. 中性流过程

如前所述，中性流是指反应前后电荷不发生改变的过程，同时伴随有 Z^0 玻色子交换。从夸克层次来看，反应过程中包含 $u\rightleftarrows u$ 和 $d\rightleftarrows d$ 等转化，夸克的中性弱流和轻子中性弱流之间通过中性弱玻色子 Z^0 耦合。在这种半轻子过程中，中性流过程也有以下 3 种：弹性散射过程，单 π 产生过程和单举过程。以 μ 中微子探针为例，它们是

$$\begin{aligned}&\nu_\mu+p\to\nu_\mu+p,\\&\nu_\mu+N\to\nu_\mu+N+\pi^0,\\&\nu_\mu+N\to\nu_\mu+X。\end{aligned}\tag{11.70}$$

对于一般的 νN 散射引起的 π 产生，其过程可以有

$$\begin{aligned}&\nu+p\to\nu+p+\pi^0,\\&\nu+p\to\nu+n+\pi^+,\\&\nu+n\to\nu+n+\pi^0,\\&\nu+n\to\nu+n+\pi^-。\end{aligned}\tag{11.71}$$

由弱电统一模型可以计算中性流(NC)过程截面对荷电流(CC)相应过程截面比 $R=\sigma^{NC}/\sigma^{CC}$，进而定出参数 $\sin^2\theta_W$，这样的理论计算结果与实验数据符合较好(见表 11-3)[28]。

表 11-3　中性流与带电流截面之比 $R=\sigma^{NO}/\sigma^{CO}$

过程	理论值($\sin^2\theta_W=0.23$)	实验值
ν 弹性	0.12	0.11±0.02
$\bar{\nu}$ 弹性	0.11	0.19±0.08
ν 单 π 产生	0.42	0.45±0.08
$\bar{\nu}$ 单 π 产生	0.60	0.67±0.11
ν 单举	0.30	0.29±0.01
$\bar{\nu}$ 单举	0.38	0.35±0.025

11.7.3　νN 散射截面理论结果的一般趋势

前已提到电子反中微子与质子的散射：$\bar{\nu}_e+p\to n+e^+$，它是自由中子或束缚中子 β 衰

变($n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$)的逆过程。实际上,中微子与单个自由核子散射的研究是中微子与原子核散射截面研究的起点。对于 νN 散射,标准模型预言的散射振幅是 $\mathcal{M}\propto G_F m_p E_\nu$,相应的总截面是

$$\sigma\propto G_F^2 E_\nu^2,\ (E_\nu\ll m_p), \tag{11.72}$$

$$\sigma\propto G_F^2 m_p E_\nu,\ (E_\nu\gg m_p), \tag{11.73}$$

其中 G_F 是费米耦合常数,上述第二种情况属于高能中微子散射,将在下章讨论(在这种情况下,核子将被打碎,截面是中微子-夸克截面之和。)当 $E_\nu\ll m_p$(如太阳中微子和反应堆中微子),对于荷电流(CC)过程,只有 $\bar{\nu}_e+p\to e^++n$, $\nu_e+n\to e^-+p$ 两种过程是可能的,而后者需要自由中子靶,因而是不现实的。对前者,较严格的标准模型预言是[29—31]

$$\sigma(\bar{\nu}_e+p\to e^++n)=\frac{G_F^2\cos^2\theta_C}{\pi}(1+3\alpha^2)E_{e'}p_{e'}=\frac{2\pi^2 E_{e'}p_{e'}}{f m_{e'}^5\tau n}\approx 0.952\,10^{-43}\,\mathrm{cm}^2\,\frac{E_{e'}p_{e'}}{\mathrm{MeV}^2}, \tag{11.74}$$

其中 α 是核子的轴矢耦合常数($\alpha=1.269\ 5$),f 是相空间因子($f=1.715\ 2$)。$\cos\theta_C=0.974$。由于上述反应过程与中子 β 衰变过程 $n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$ 具有相同的强子矩阵元,所以已知中子寿命 $\tau_n=885.7(0.8)$s 可以基本确定散射截面。一般情形下,耦合常数应代之以形状因子,它随 q^2 而变化,但对低能中微子变化很小,按(E_ν^2/m^2)展开取零阶即可。这时末态正电子能量取为 $E_e^{(0)}=E_\nu-(m_n-m_p)$。于是得到上式的零阶 $\bar{\nu}_e+p\to e^++n$ 总截面。通常其中还包含库仑修正和内部辐射修正等。较高能量下的理论处理可参见文献[13]。图 11-13 给出了中微子截面理论结果的一般趋势。点线表示反中微子 $\bar{\nu}_e$ 与质子截面。当 $E_\nu\leqslant m$ 时截面 $\sigma\propto E_\nu^2$,当 $E_\nu\geqslant m$ 时截面 $\sigma\propto E_\nu$。图中也给出中微子与电子截面,在精确考虑中微子与探测器材料原子的散射时,需要用到中微子与电子截面[39—41]。

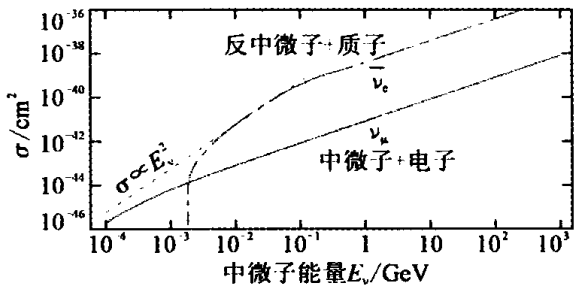


图 11-13 中微子截面 点线表示反中微子 ν_e^- 与质子截面。当 $E_\nu\leqslant m$ 时截面 $\sigma\propto E_\nu^2$,当 $E_\nu\geqslant m$ 时截面 $\sigma\propto E_\nu$[39—41]。

11.7.4 低能中性流 νN 散射

上面讨论了荷电流(CC)νN 散射过程。对于中性流 νN 散射,中微子(或反中微子)弹性散射微分截面为

$$\frac{d\sigma}{dT_p}=\frac{G_F^2 m_p}{2\pi E_\nu^2}[(C_V+C_A)^2E_\nu^2+(C_V-C_A)^2(E_\nu-T_p)^2-(C_V^2-C_A^2)m_pT_p], \tag{11.75}$$

其中,中性流耦合常数为

$$C_V = \frac{1-4\sin^2\theta_\omega}{2}(\text{质子}),$$

$$C_V = -\frac{1}{2}(\text{中子}),$$

$$C_A = \frac{1.27}{2}(\text{质子}),$$

$$C_A = -\frac{1.27}{2}(\text{中子})。 \tag{11.76}$$

由中微子弹性散射截面到反中微子弹性散射截面需作代换：$C_A \to -C_V$。

11.7.5　导致 π 产生的荷电流(CC)νN 准弹性散射

在共振区导致 π 产生的 νN 准弹性散射可以提供核子及其低激发态的知识。特别是，它可以提供电磁探针难以提供的核子结构信息，以及提供中微子振荡实验需要的截面信息。近年来，由于 JLab 提供了丰富而精确的 eN 散射数据，可以在同一理论框架下同时对电子探针和中微子探针进行比较分析，借鉴 eN 散射数据来分析 νN 散射过程，文献[35－38]在 GiBUU 模型框架下进行了这样的分析，利用同位旋关系推导出 νN 散射荷电流(CC)过程不变振幅(invariant amplitude)与电磁过程(CM)不变振幅的关系：

$$A_i^{p\pi^+,\,CC} = \sqrt{2}A_i^{n\pi^0,\,EM} + A_i^{p\pi^-,\,EM},$$

$$A_i^{n\pi^+,\,CC} = \sqrt{2}A_i^{p\pi^0,\,EM} - A_i^{p\pi^-,\,EM},$$

$$A_i^{p\pi^0,\,CC} = A_i^{p\pi^0,\,EM} - A_i^{n\pi^0,\,EM} - \sqrt{2}A_i^{p\pi^-,\,EM}。 \tag{11.77}$$

由于电磁过程(CM)不变振幅是已知的，由此可得到 νN 散射荷电流(CC)过程不变振幅。文献[38]考虑了除 Δ 共振外的 12 个较高共振态的贡献，取得满意结果，如图 11－14 和图 11－15 所示。

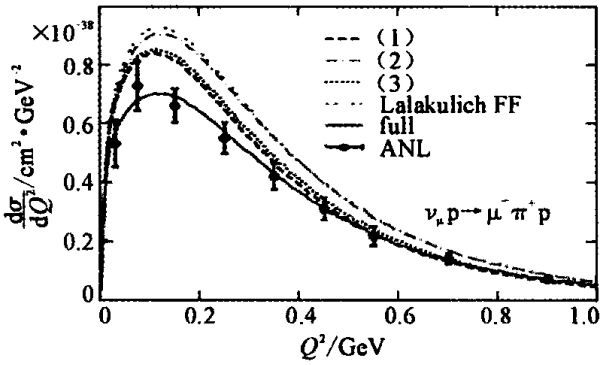


图 11－14　中微子-核子 π 产生准弹性散射微分截面　在 GiBUU 模型框架下得到 νN 散射荷电流(CC)过程不变振幅；几条虚线对应不同形状因子，实线是文献[38]的结果。ANL 实验数据见[39]。

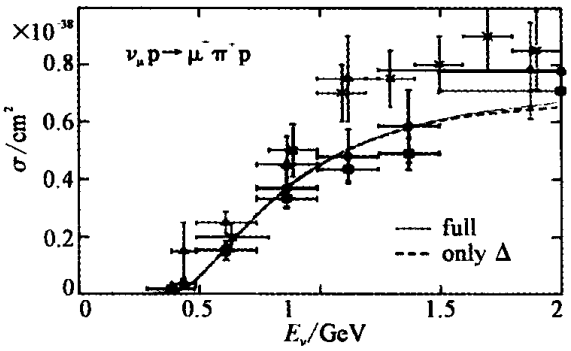


图 11－15　中微子-核子 π 产生准弹性散射总截面　实验数据来自 ANL[39]及其他，曲线是[38]的结果，其中实线是考虑了 13 个共振态的结果，虚线是仅考虑 Δ 共振的结果，可见 Δ 的贡献占绝对主导地位。

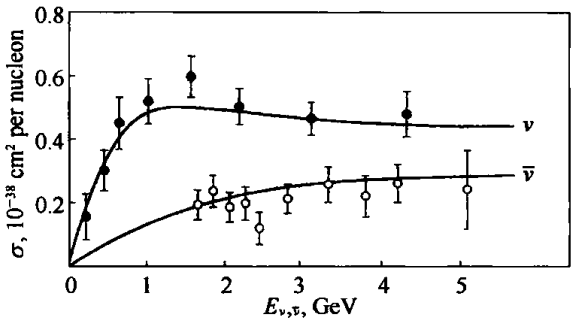


图 11－16　CERN[46]和 ANL[47]测量的中微子准弹性反应截面　$\nu_\mu+n\to\mu^-+p$(黑圆点)$\bar{\nu}_\mu+p\to\mu^++n$(空圆点)。曲线是偶极形状因子拟合曲线(取 $m_A=m_V=0.9$ GeV)

11.7.6　中微子探针与核子弹性散射形状因子

对于 GeV 能区中微子-核子弹性和准弹性散射截面，很早就由欧洲核子中心和阿贡实验室完成了(图 11－16)。使用 μ 中微子和反 μ 中微子入射到核子上，发生 $\nu_\mu+n\to\mu^-+p$ 和 $\bar{\nu}_\mu+p\to\mu^++n$ 过程。这些弹性过程由形状因子 $F(q^2)$ 表述，以反映与点粒子散射的差别。熟知对电子散射情况，$F(q^2)$ 通常表示为下面的偶极曲线形式：

$$F(q^2)\approx\frac{1}{(1+q^2/m_V^2)^2}。\tag{11.78}$$

这是随转移动量 q^2 增加而迅速单调下降的曲线，偶极质量参数 $m_V\approx0.84$ GeV。对于中微子散射通常也采用上述偶极曲线形状因子。实际上有两组形状因子，一组对应矢量耦合(参数 m_V)，另一组对应轴矢量耦合(参数 m_A)。由中微子-核子弹性散射实验定出约为 $m_V\approx0.96$ GeV 和 $m_A\approx0.80$ GeV[45]，与电子散射定出的参数十分接近。这是不奇怪的，因为电子探针和中微子探针的探测对象是一样的核子结构。

11.7.7　中微子探针与核子的轴矢形状因子

从第一章知道，eN 弹性散射很早就用于核子结构研究。由于弱相互作用强度比电磁相互作用强度小百万倍，前者用于核子结构研究比后者晚许多年。这方面的先驱理论工作[48]和实验工作[49]是围绕 β 衰变逆过程进行的。首先引入下面的洛伦兹不变量 s 和 u：

$$s=(p_\nu+P)^2;\ u=(p_\nu-P')^2,\tag{11.79}$$

以及

$$s-u=4m_NE-Q^2-m^2,\tag{11.80}$$

其中 m_N 和 m 分别是核子和末态轻子质量。定义

$$\tau=\frac{Q^2}{4m_N^2};\ \tilde{G}_A=G_A-\tau G_P。\tag{11.81}$$

可得到能量为 E 的中微子(反中微子)实验室系微分截面[50]

$$\frac{d\sigma_{(\bar{\nu})}}{dQ^2}=\frac{m_N^2G_F^2\cos^2\theta_C}{8\pi E^2}\left(\frac{m_W^2}{m_W^2+Q^2}\right)^2\left[A\pm\frac{s-u}{m_N^2}B+\frac{(s-u)^2}{m_N^4}C\right],\tag{11.82}$$

其中

$$A = 4\tau[(1+\tau)G_A^2 - 4(G_E^V)^2 + 4\tau(G_M^V)^2] + \frac{m^2}{m_N^2}[\tilde{G}_A^2 - 4(G_E^V)^2] + \frac{m^4}{m_N^4}\left[\frac{\tau}{4}G_P^2 - (G_M^V)^2 - \frac{1}{4}G_A^2 - \frac{1}{2}G_P G_A\right], \tag{11.83a}$$

$$B = 8\tau G_A G_M^V, \tag{11.83b}$$

$$C = \frac{1}{4}G_A^2 + (F_1^V)^2 + \tau(F_2^V)^2。 \tag{11.83c}$$

注意，上式中包含 $m^2/m_N^2 \approx 1\%$ 的项必要时可不考虑。轴矢形状因子也像矢量形状因子一样，常采取偶极参数化，即

$$G_A(Q^2) = \frac{G_A(0)}{\left(1+\frac{Q^2}{m_A^2}\right)}, \tag{11.84}$$

其中 $G_A(0) = 1.26$ 由中子 β 衰变定出。偶极质量参数由拟合实验数据定出，$m_A = 1.04 \pm 0.14$[50]。

11.7.8　中微子探针与核子内的夸克

对于中高能中微子与核子的弹性散射，假定核子内的组分夸克质量在高能下可以忽略，中微子与核子内单个夸克相互作用（旁观者模型）。只考虑 u 夸克和 d 夸克，以及相应的反夸克，把中微子与电子散射总截面计算的标准方法可推广为

$$\sigma_{tot}(\nu_e N) = \frac{m_N G_F^2 E_\nu}{\pi}\left(H + \frac{1}{3}\overline{H}\right), \tag{11.85}$$

$$\sigma_{tot}(\bar{\nu}_e N) = \frac{m_N G_F^2 E_\nu}{\pi}\left(\frac{1}{3}H + \overline{H}\right)。 \tag{11.86}$$

它们分别是中微子和反中微子总截面，其中 E_ν 是入射中微子的能量，G_F 是弱作用耦合常数。对于同位旋标量靶核（核内中子数等于质子数），上式中 m_N 是核子质量。物理量 H，$\overline{H}$ 分别为

$$H \equiv \int_0^1 x[u(x) + d(x)]\mathrm{d}x, \tag{11.87}$$

$$\overline{H} \equiv \int_0^1 x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]\mathrm{d}x。 \tag{11.88}$$

令 $y = \overline{H}/H$，利用以上各式可得

$$R \equiv \frac{\sigma(\bar{\nu}_e N)}{\sigma(\nu_e N)} = \frac{1+3y}{3+y}。 \tag{11.89}$$

比值 R 的实验数据可由图 11－17 得到：$R=(0.345)/(0.669)=0.515$，进而得到 $y\approx0.2$，即核子内约有 20%反夸克。其他实验也给出类似结果。

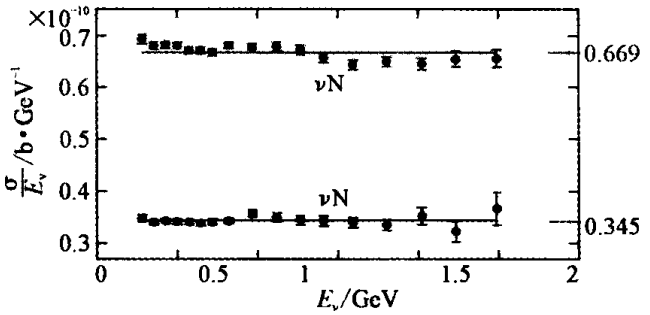


图 11－17　中微子和反中微子总截面[51]

11.7.9　中高能中微子-核子非弹性散射

对于电子探针，由非弹性过程可以获得核子结构的大量信息。对于中微子探针则不然，比较难由中微子-核子非弹性散射得到核子结构信息，这主要是由于中微子事件率太低。文献报导较多的中高能中微子-核子非弹性散射是 Δ(1232)共振产生(resonance production)过程：$\nu_\mu+p\rightarrow\mu^-+\Delta^{++}\rightarrow\mu^-+\pi^++p$，在 100 GeV 以下的较宽能量范围有实验数据(图 11－18)，由此可以提取一些核子与 Δ 共振的信息。按照文献[53]，由拟合实验数据得到 $m_A^{(\Delta)}\approx1.3$ GeV，高于核子的相应值。核子和 Δ 的这类拟合值为检验核子结构理论模型提供基础。

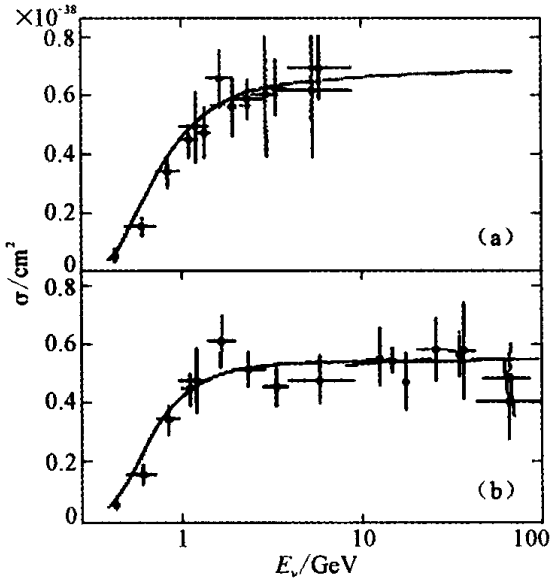


图 11－18　非弹性中微子散射过程 $\nu_\mu+p\rightarrow\mu^-+p+\pi^+$ 总截面[52]　末态“πN 对”不变质量的两种选择：(a) 上限 1.6 GeV；(b) 上限 1.4 GeV。

§11.8　中微子探针与原子核

11.8.1　研究概述

上节讨论了 νN 散射，本节转向中微子-原子核 νA 散射的讨论。已有许多利用电磁探针探测原子核的工作见本书前面的章节，这些工作是研究中微子-核相互作用的重要参考。从低能到高能，可以有十分不同的散射机制和理论框架。本节将有选择地简要予以介绍。

低能中微子-核散射截面在研究各种物理过程和天体物理过程都要用到。低能中微子束主要来自 π 介子和 μ 子衰变产物[54—56]，以及 β 衰变产物[57, 58]。这些中微子的能谱很类似超新星中微子的能谱(仅在高能端有区别)。因此 νA 散射的实验室研究有助于超新星 νA 散射截面和中微子能谱的研究，以及天体核合成(nucleosynthesis)重元素(r 过程)的研究[59, 60]。一个先进的 νA 散射截面数值计算程序见文献[61]。关于近期低能 νA 散射截面的理论研究综述评论见文献[62 - 64]。低能 νA 散射理论基础见[65]。

如前所述，利用中微子进行严格的天体物理测量需要两方面的保障，(1)实验上，中微子探测设备功能的可靠性；(2)理论上，中微子与电子及原子核(构成探测材料原子)相互作用知识的可靠性。νe 相互作用已由 QED(微扰论)了解很清楚，但 νA 相互作用却复杂得多，因为核与核子内部结构由强相互作用决定，特别在 GeV 能区时涉及非微扰 QCD。

11.8.2　低能中微子-原子核散射理论框架($E_\nu \ll$ GeV)

关于低能 νA 散射截面的基本文献可见[70, 71]，近期文献可见[72, 73]。

νA 散射包括 4 种类型过程[74, 75]，两类属于荷电流(CC)过程，另两类属于中性流(NC)过程，两类 NC 过程是：

$$\nu + {}_Z^N A \to {}_Z^N A^* + \nu', \quad \bar{\nu} + {}_Z^N A^* \to {}_Z^N A^* + \bar{\nu}'。 \tag{11.90}$$

这些 νA 散射与核结构关系密切，散射截面包含核矩阵元，对核模型波函数(wave function of nuclear model)敏感。当中微子入射能量较低，可与核激发能比较，可以激发具有确定能量 E_i 和一定自旋，同位旋，宇称的核分立能级。这时可选择壳模型波函数描述核结构。对此的近期评论见文献[67]。当中微子能量稍高，引起原子核的集体激发，形成巨共振，则采取无规位相近似方法(random phase approximation, RPA)分为标准 RPA 和连续 RPA，分别适用于核分立谱和核连续谱($E_\nu \geqslant 50$ MeV)[68, 69]。

11.8.3　低能中微子-原子核散射截面

这里作为典型例子，考虑非弹性散射过程 $^{12}C(\nu, \nu')^{12}C$，靶核 ^{12}C 被激发到同位旋矢量 1^+ 态，这个态属于同位旋矢量 1^+ 三重态，另两个态是 ^{12}B 核和 ^{12}N 核的基态。利用反

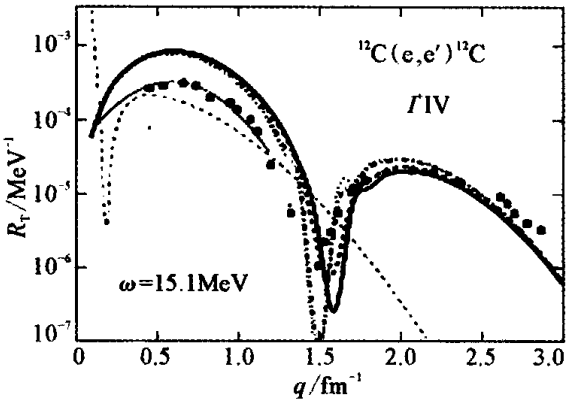


图 11－19　电子散射形状因子对^{12}C 核同位旋矢量 1^+ 激发态(15.1 MeV)　实验数据取自文献[76]，细实线是拟合实验的理论曲线[77]，细虚线是[78]的理论结果，其他各曲线是利用不同有效相互作用得到的结果。

应过程$^{12}C(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}B$ 和$^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N$ 通过测量出射正电子和负电子可以确认这两个态。由于电子散射截面的横向核流矩阵元也出现在中微子散射截面的弱矢量流的贡献中，因而可以利用电子-核散射实验(图 11－19)定出的横向核流矩阵元来计算非弹性散射过程$^{12}C(\nu, \nu')^{12}C$ 中微子散射截面(图 11－20)和(图 11－21)，计算细节可参考文献[73, 75]。计算结果表明，共振区(resonance region)νA 散射截面理论值的不确定性仍太大，νA 散射截面对于核 RPA 计算中选取的有效二体相互作用十分敏感，尚难达到严格的天体物理测量的需要。

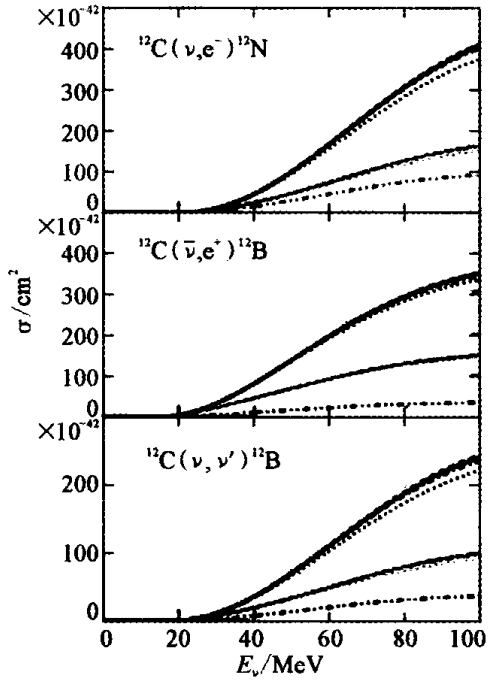


图 11－20　ν^{12}C 核非弹性散射截面　靶核激发到同位旋矢量 1^+ 态(15.1 MeV)，引自文献[77]。

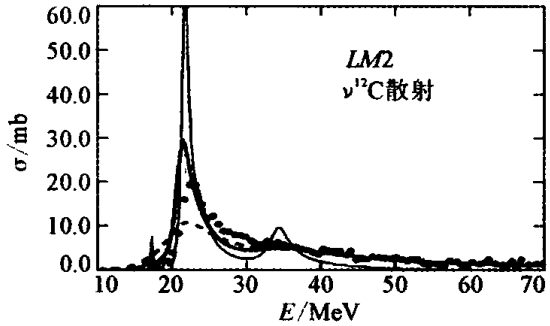


图 11－21　巨共振能区 ν^{12}C 核弹性散射总截面　细实线是连读 RPA 计算结果(剩余有效二体相互作用采用 LM2 参数)[79]，不同曲线代表不同参数的结果[80]。

11.8.4　中高能中微子-原子核散射(1 GeV≤E_ν≤10 GeV)

νN 散射研究的一个重要目的是提取核子轴矢形状因子(axial vector form factor)及

其奇异性内涵。然而所有这类中微子实验都要使用核靶，所以 νN 测量截面都包含核效应。研究 νA 散射的主要理论模型是冲量近似模型，包括平面波冲量近似（plane wave impulse approximation）和相对论扭曲波冲量近似[81, 82]，其中现实谱函数通常由原子核壳模型得到，也可由核多体理论（nuclear many-body theory）计算[83, 84]或相对论格林函数方法[85, 86]得到，还有进一步考虑核子长程关联（long-range correlation）的理论计算[87, 88]。

另一个重要的模型是微观输运模型（microscopic transport model）（GiBUU 模型，Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck transport model），是近 20 年由 Giessen 大学理论组发展起来的，可以计算共振区（2 GeV 以下）由光子、中微子、电子、π 介子等入射粒子引起的反应过程，其中允许包含多个共振态（可达数十个）。GiBUU 模型计算源程序已于 2008 年公开发表[89]。在这个理论框架下，对荷电流 νA 相互作用的研究见文献[90]，对中性流 νA 相互作用的研究见文献[91]。

11.8.5　中微子深度非弹性散射

关于这部分的详细讨论请见本书第 12 章。此处仅指出，类似 eA 深度非弹性散射结构函数的 EMC 效应，人们对中微子深度非弹性散射结构函数的核效应也日益关注。这主要由于：

（1）重核靶（如铁核及更重的核）已用于中微子深度非弹性散射实验。已经知道，宇称破坏 F_3 结构函数可以直接探知核子内的价夸克分布。然而从中微子散射实验数据中适当减除核效应才能提取出核子内部分子分布函数的信息[92]。

（2）NuTeV 实验组报道了用 νN 深度非弹散射方法测量到的弱混合角 $\sin^2\theta_W$ 的值，并且发现这个值与标准模型的预言值相差 3 个标准偏差[93]，对此近年有许多讨论[94, 95]，例如上述 NuTeV 反常问题可与铁核的介质效应相联系。

（3）在中微子振荡实验测量中，需要了解中微子-氧核反应的核效应[96]。虽然这些实验能量不很高，但仍含有一定数量的 DIS 事件[97]。由实验数据确定核内部分子分布函数见文献[98 - 100]。

11.8.6　小结

尽管对中微子本身的性质还有许多不甚清楚（如质量问题，振荡问题和是否有第四类中微子 Sterile 等[101—103]），它已被应用到不少方面，用中微子探针研究核子与核的结构性质已成为颇受关注的课题。这些研究涉及弱作用以及电磁相互作用，且两种作用给出的核信息可以互相补充。这些信息有助于在 QCD 理论框架下了解强子结构。特别是，通过弱相互作用的 V - A 结构可以检验 QCD 理论。尤其是核子的轴矢结构，很难用电子探针和光子探针来研究。例如，用荷电流中微子探针可以研究核子的轴矢形状因子，而中性流中微子探针可以探测奇异性海夸克对核子自旋的贡献。用电子探针、光子探针

和强子探针对许多核子激发态已进行了研究，其中 Δ 共振态是研究最多的。倍受关注的是 NΔ 跃迁形状因子以及核子和 Δ 形变问题。

在中微子物理学中(中微子振荡和中微子质量等问题)，作为检测器的原子核以及 νA 相互作用知识对于检测精度起着重要作用。实际上天体物理学，宇宙学，粒子物理和核物理等各领域都对 νA 散射截面感兴趣。强子物理也与中微子-核散射有密切联系。特别是，通过中微子(反中微子)与核子散射过程，可以提取核子的奇异性内涵。核子内部本无奇异性价夸克(s 夸克)，任何奇异夸克贡献必来自海夸克。把核子的各种性质按夸克味进行分离很有意义，例如可以考察奇异夸克对核子内部电荷密度分布和磁荷密度分布的贡献。这种贡献用奇异性电形状因子 G_E^s 和奇异性磁形状因子 G_M^s 表示。完成"按夸克味进行分离"的一种方法是利用弱中性流相互作用(通过宇称破坏 ep 散射)。最新 ep 散射实验结果倾向于 $G_M^s(Q^2 = 0) = \mu_s$ 为正值。相反地，νA 散射研究结果给出 μ_s 为负值。人们期望更精确的实验结果和理论结果。

有关中微子截面的详尽信息可访问网站[104]。

最后，简单介绍一下中微子探针研究现状。

(1) 为减少中微子振荡实验的系统误差，需要尽可能精确的 GeV 区动量转移中微子-核相互作用信息。最近在冲量近似和核费米气体模型(nuclear Fermi gas model)框架下对 1 GeV 区中微子-核相互作用截面研究表明，对截面的主要贡献来自准弹性过程和 Delta 产生过程。当选用 ^{16}O 为靶核，截面计算发现，常用的冲量近似和核费米气体模型框架带来的误差达 20%左右，理论仍需改进[105]。

(2) 关于 νN 散射矢量形式因子和轴形式因子的实验研究与理论研究也很受关注[106—108]。

(3) 关于中能带电流 νA 相互作用中的核介质效应。最近在耦合道输运模型(coupled channel transport model)下(BUU)，考虑准弹性区和 Δ 共振峰，分析了核介质效应和末态相互作用的影响[109]，对准弹性区中性流 νA 的散射也进行了研究[110]。

(4) K2K 合作组最近进行了 0.4～3 GeV 能区荷电流 $\nu^{12}C$ 核准弹性散射实验，测量单 π 介子产生截面[111]。实验目的是研究核介质效应对 π 产生过程的影响，这些核介质效应主要是 π 介子与核的末态相互作用，诸如 π 吸收、π 散射等。类似的非弹性实验也在 1 GeV 能区由 MiniBooNE 合作组完成[112]。这方面的理论工作可参见文献[113－116]。中微子-核深度非弹性散射中核介质效应的近期研究可见文献[117－119]。

(5) νA 实验使用各种不同的靶核，如 ^{12}C(实验室 MiniBooNE，SciBooNE，MINERνA)，^{16}O(实验室 SuperKamiokande，T2K，UNO，Hyper-K，K2K 和 MEMPHYS)，^{40}Ar(实验室 ICARUS 和 NOνA)，^{56}Fe(实验室 MINOS，INO，MINERνA)以及 ^{208}Pb(实验室 CNGS，MINERνA 和 OPERA)。在 GeV 能区对截面贡献主要来自准弹性、非弹性和深度非弹性过程。中微子实验数据分析是基于蒙特卡罗事件发生器(如 NUANCE，NEUGEN，NEUT 等)。在这些蒙特卡罗发生器中，中微子-核截面是模型

的基础。

(6) 在带电轻子深度非弹性过程的核效应研究方面已有较多工作[120—122]，但中微子深度非弹性过程的核效应研究尚不多[123—125]。近期 NuTeV 合作组的实验结果重申中微子和反中微子深度非弹性散射中核效应的重要性[126]。

(7) 最近召开的国际会议上对 GeV 能区 νA 相互作用研究新进展有许多介绍[Sixth International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few-GeV Region, May 18th - 22nd, 2009, Sitges, Barcelona (Spain)]。值得注意的是，现在进一步明确提出，新一轮中微子振荡实验将在 1 GeV 能区进行。其中主要相互作用过程是(1)荷电流中微子准弹性散射(2)荷电流中微子 π 产生。这些过程对中微子振荡实验贡献最大。因而尽量准确测定这两种过程的散射截面十分重要[127—129]。

参考文献

[1] Dydak E. Nucl Phys B (Proc Suppl), 2003,114:177 - 190.

[2] Bandyopadhyay A, et al. Rept Prog Phys, 2009,72:106201.

[3] Pontecorvo B, Eksp Zh. Teor Fiz, 1957,33:549;1958,34:47.

[4] Maki Z, Nagakawa M, Sakota S. Prog Part Nucl Phys, 1962,28:870.

[5] Giunti C. Eur Phys J C, 2004,33:S852 - S856.

[6] Kayser B. Particle Data Group, 2005.

[7] Boehm F, Vogel P. Ann Rev Nucl Part Sci, 1984,34:125.

[8] Kirsten T A. Rev Mod Phys, 1999,71:1213.

[9] Ahn M H, et al. Phys Rev Lett, 2003,90:041801.

[10] Cleveland B T, et al. Astrophys J, 1999,496:505.

[11] Abdurashitov J N, et al. Phys Rev C, 1999,60:055801.

[12] Hampel W, et al. Phys Lett B, 1999,447:127.

[13] Fukuda S, et al. Phys Rev Lett, 2001,86:5651.

[14] Ahmad Q R, et al. Phys Rev Lett, 2001,87:071301.

[15] Eguchi K, et al. Phys Rev Lett, 2003,90:021802.

[16] Maltoni M, et al. New J Phys, 2004,6:122.

[17] Fogli G L, et al. Prog Part Nucl Phys, 2006,57:742 - 795.

[18] Camilleri L, Lisi E, Wilkerson J F. Ann Rev Nucl Part Sci, 2008,58:343 - 369.

[19] Fogli G L, et al. Phys Rev Lett, 2008,101:141801.

[20] Apollonio M, et al. Eur Phys J C, 2003,27:331.

[21] Marciano W J. Ann Rev Nucl Part Sci, 1991,41:469.

[22] Amsler C, et al. Phys Lett B, 2008,667:1.

[23] Halzan F, Martin A D. Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. New York: John Wiley & Sons, 1984.

[24] Walecka J D. Theoretical nuclear and subnuclear physics. New York: Oxford University Press, 1995.

[25] Renton P. Electroweak Interactions. London: Cambridge University Press, 1990.

[26] Hasert F J, et al. Phys Lett B, 1973,46:138.
[27] Hagiwara K, et al. Phys Rev D, 2002,66:010001.
[28] Bilenky S M, Pontecorvo B. Phys Rept, 1978,41:255.
[29] Llewellyn-Smith C H. Phys Rept, 1972,3:261.
[30] Vogel P, Beacom J F. Phys Rev D, 1999,60:053003.
[31] Strumia A, Vissani F. Phys Lett B, 2003,564:42.
[32] Passera M. Phys Rev D, 2001,64:113002.
[33] Marciano W J, Parsa Z. J Phys G, 2003,29:2629.
[34] de Gouvêa A, Jenkins J. Phys Rev D, 2006,74:033004.
[35] Buss O, Leitner T, Mosel U, et al. Phys Rev C, 2007,76:035502.
[36] Leitner T, Alvarez-Ruso L, Mosel U. Phys Rev C, 2006,73:065502.
[37] Leitner T, Alvarez-Ruso L, Mosel U. Phys Rev C, 2006,74:065502.
[38] Leitner T, et al. Phys Rev C, 2009,79:034601.
[39] Radecky G M, et al. Phys Rev D, 1982,25:1161.
[40] Alvarez-RusomL, Singh S K, Vacas M J V. Phys Rev C, 1998,57:2693; Phys Rev C, 1999,59:3386.
[41] Sato T, Uno D, Lee T S H. Phys Rev C, 2003,67:065201.
[42] Paschos E A, Yu J Y, Sakuda M. Phys Rev D, 2004,69:014013.
[43] Lalakulich O, Paschos E A. Phys Rev D, 2005,71:074003.
[44] Lalakulich O, Paschos E A, Piranishvili G. Phys Rev D, 2006,74:014009.
[45] Miller K L, et al. Phys Rev D, 1982,26:537.
[46] Danby G, et al. Phys Rev Lett, 1962,9:36.
[47] Mann W A, et al. Phys Rev Lett, 1974,31:844.
[48] Reines F, Cowan C L. Phys Rev, 1953,92:830.
[49] Danby G, et al. Phys Rev Lett, 1962,9:36.
[50] Baker N J, et al. Phys Rev D, 1981,23:2499.
[51] Seligman W G, et al. Phys Rev Lett, 1997,79:1213.
[52] Fogli G L, Nardulli G. Nucl Phys B, 1979,160:116.
[53] Kitagaki T, et al. Phys Rev D, 1990,42:1331.
[54] Armbruster B, et al. Phys Rev D, 2002,65:112001.
[55] Auerbach L B, et al. Phys Rev C, 2001,64:065501. Phys Rev C, 2002,66:015501.
[56] nu-SNS Collaboration. Neutrino Program at the SNS, 2004.
[57] Serreau J, Volpe C. Phys Rev C, 2004,70:055502; Volpe C. J Phys G, 2004,30:L1; Volpe C. Nucl Phys A, 2008,752:38.
[58] McLaughlin G C. Phys Rev C, 2004,70:045804.
[59] Raffelt G G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics. University of Chicago, Chicago, 1996.
[60] Heger A, Kolbe E, Haxton W C, et al. Phys Lett B, 2005,606:258.
Haxton W C, Langanke K, Qian Y Z. Phys Rev Lett, 1997,78:2694.

[61] The NEUGEN neutrino event generator. http://minos.phy.tufts.edu/gallag/neugen.
[62] Donnelly T W, Peccei R D. Phys Rept, 1979,50:1.
[63] Kubodera K, Nozawa S. Int J Mod Phys E, 1994,3:101.
[64] Kolbe E, Langanke K, Martinez-Pinedo G, et al. J Phys G, 2003,29:2569.
[65] Walecka J D. Semi-leptonic weak interactions in nuclei. Academic Press, New York, 1972.
[66] Strumia A, Vissani F. Phys Lett B, 2003,564:42.
[67] Caurier E, Martinez-Pinedo G, Nowacki F, et al. Rev Mod Phys, 2005,77:427.
[68] Buballa M, et al. Ann Phys,1991,208:346.
[69] Kolbe E, Langanke K, Krewald S, et al. Nucl Phys A, 1992,540:599.
[70] Donelly T W, Walecka J D. Nucl Phys A, 1973,201:81.
[71] Donelly T W, Peccei R D. Phys Rept, 1979,50:1.
[72] Kolbe E, Kosmas T S. Springer Tracts Modern Phys, 2000,163:199.
[73] Chasioti V C, Kosmas T S, Divari P C. Prog Part Nucl Phys, 2007,59:481.
[74] Bahcall J N. Neutrino astrophysics. Cambridge University Press, 1989.
[75] Fukugita M, Yanagida T. Physics of neutrinos and applications to astrophysics. Springer-Verlag, 2003.
[76] Hicks, et al. Phys Rev C, 1984,30:1.
[77] Co' G, et al. Nuclear Physics B (Proc Suppl), 2009,188:136 - 138.
[78] Agafonova N Y, et al. Astrop Phys, 2007,27:254.
[79] Botrugno A, Co' G. Nucl Phys A, 2005,761:200 - 231.
[80] Ahrens J, et al. Nucl Phys A, 1975,251:479.
[81] Butkevich A V, Mikheyev S P. Phys Rev C, 2005,72:025501.
[82] Butkevich A V, Kulagin S A. Phys Rev C, 2007,76:045502.
[83] Benhar O, et al. Phys Rev D, 2005,72:053005.
[84] Nakamura H, Nasu T, Sakuda M, et al. Phys Rev C, 2007,76:065208.
[85] Meucci A, Capuzzi F, Giusti C, et al. Phys Rev C, 2003,67:054601.
[86] Meucci A, Giusti C, Pacati F D. Nucl Phys A, 2004,739:277.
[87] Nieves J, Amaro J E, Valverde M. Phys Rev C, 2004,70:055503.
[88] Nieves J, Valverde M, Vacas M J V. Phys Rev C, 2006,73:025504.
[89] http://gibuu.physik.uni-giessen.de/GiBUU, 2009.
[90] Leitner T, Alvarez-Ruso L, Mosel U. Phys Rev C, 2006,73:065502.
[91] Leitner T, Alvarez-Ruso L, Mosel U. Phys Rev C, 2006,74:065502.
[92] Martin A D, Stirling W J, Thorne R S, et al. arXiv: 0901.0002.
[93] Zeller G P, et al. Phys Rev Lett, 2002,88:091802;2003,90:239902.
[94] Kumano S, Phys Rev D, 2002,66:111301; Qiu J W, Vitev I. Phys Lett B, 2004,587:52.
[95] Hirai M, Kumano S, Nagai T H. Phys Rev D, 2005,71:113007; Cloet I C, Bentz W, Thomas A W. Phys Rev Lett, 2009,102:252301.
[96] Benhar O, Farina N, Nakamura H, et al. Nucl Phys B, 2006,155:254.
[97] Melnitchouk W, Ent R, Keppel C. Phys Rept, 2005,406:127.

[98] de Florian D, Sassot R. Phys Rev D, 2004,69:074028.
[99] Hirai M, Kumano S, Nagai T H. Phys Rev C, 2007,76:065207.
[100] Schienbein I, et al. Phys Rev D, 2008,77:054013.
[101] Bilenky S M, Giunti C, Grimus W. Prog in Part and Nucl Phys, 1999,43:1.
[102] Fisher P, Kayser B, Macfarland K. Ann Rev Nuc Part Sci, 1999,49:481.
[103] Mohapatra R N. Nucl Phys B (Proc Suppl), 2001,91:313.
[104] http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/online/neutrino/.
[105] Benhar O, Meloni D. Nucl Phys A, 2007,789:379.
[106] Graczyk K M, Sobczyk J T. Phys Rev D, 2008,77:053001; Phys Rev D, 2008,77:053003.
[107] Hernandez E, Nieves J, Valverde M. Phys Rev D, 2007,76:033005.
[108] Kuzmin K S, Lyubushkin and V. A. Naumov Eur Phys J C, 2008,54:517-538.
[109] Leitner T, Alvarez-Ruso L, Mosel U. Phys Rev C, 2006,73:065502.
[110] Kim K S, Yu B G, Cheoun M K, et al. Phys G: Nucl Part Phys, 2007,34:2643-2653.
[111] Rodriguez A, et al. Phys Rev D, 2008,78:032003.
[112] Wascko M O. Nucl Phys Proc Suppl, 2006,159:50.
[113] Kartavtsev A, Paschos E A, Gounaris G J. Phys Rev D, 2006,74:054007.
[114] Singh S K, Athar M S, Ahmad S. Phys Rev Lett, 2006,96:241807.
[115] Alvarez-Ruso L, Geng L S, Hirenzaki S, et al. Phys Rev C, 2007,75:055501.
[116] Praet C, Lalakulich O, Jachowicz N, et al. arXiv:nucl-th/0804.2750.
[117] Tzanov M, et al. Phys Rev D, 2006,74:012008.
[118] Armesto N. J Phys G, 2006,32:R367.
[119] Kulagin S A, Petti R. Nucl Phys A, 2006,765:126.
[120] Armesto N, Phys J G, 2006,32:R367.
[121] Kulagin S A, Petti R. Nucl Phys A, 2006,765:126.
[122] Geesaman D F, Saito K, Thomas A W. Annu Rev Nucl Part Sci, 1995,45:337.
[123] Qiu J, Vitev I. Phys Lett B, 587(2004)52.
[124] Kovalenko S, Schmidt I, Yang J J. Phys Lett B, 2002,546:68.
[125] Kulagin S A, Petti R. Phys Rev D, 2007,76:094033.
[126] Tzanov M, et al. Phys Rev D, 2006,74:012008.
[127] Aguilar-Arevalo A A, et al. Phys Rev Lett, 2009,102:101802.
[128] Adamson P, et al. Phys Rev Lett, 2009,102:211801.
[129] Aguilar-Arevalo A A, et al. Phys Rev Lett, 2009,103:081801.

第12章

中微子-原子核深度非弹性散射

在过去的近40年里，中微子散射实验极大地促进了粒子物理和原子核物理的发展。与荷电轻子不同，中微子(反中微子)不带电，它们与其他粒子间的相互作用是弱相互作用，所以中微子(反中微子)是研究强子和原子核结构的很好的探针。

§12.1 中微子（反中微子）-核子深度非弹性散射与核子结构函数

对于下面的中微子(反中微子)-核子的深度非弹性过程，

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+\mathrm{N}\to\mu^-(\mu^+)+\mathrm{X}, \tag{12.1}$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+\mathrm{N}\to\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+\mathrm{X}, \tag{12.2}$$

其单举微分截面在最低阶近似下可以写成轻子张量 $L_{\mu\nu}$ 和强子张量 $W_{\mu\nu}$ 的乘积满足[1-3]，

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega}=\frac{1}{2m_\mathrm{N}}\left(\frac{G_\mathrm{F}}{2\pi}\right)^2\frac{E'}{E}\frac{1}{(1+Q^2/m_{\mathrm{W,Z}}^2)^2}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}, \tag{12.3}$$

式中，m_N 为核子质量，E 是入射轻子的能量，E' 是出射轻子的能量，Q^2 为中间玻色子四动量平方的负值，G_F 是费米耦合常数。对于荷电流(charged current)过程，中间玻色子的质量为 m_W；对于中性流(neutral current)过程，中间玻色子的质量为 m_Z。轻子张量为

$$L_{\mu\nu}=2T_r[(k'+m)\gamma_\mu(1-\gamma_5)k\gamma_\nu]。 \tag{12.4}$$

对于荷电流过程 $m=m_\mu$，对于中性流 $m=0$。强子张量为

$$\begin{aligned}W^{\mu\nu}=&-g^{\mu\nu}W_1(x,Q^2)+\frac{p^\mu p^\nu}{m_\mathrm{N}^2}W_2(x,Q^2)-\mathrm{i}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}\frac{p_\lambda p_\sigma}{2m_\mathrm{N}^2}W_3(x,Q^2)\\&+\frac{q^\mu q^\nu}{m_\mathrm{N}^2}W_4(x,Q^2)+(p^\mu q^\nu+p^\nu q^\mu)W_5(x,Q^2)。\end{aligned} \tag{12.5}$$

在实施轻子与强子张量收缩后，包含 W_4 和 W_5 的项消失。于是，中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射的单举微分截面可写成

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega}=\frac{G_\mathrm{F}^2}{2\pi^2}\frac{E'^2}{(1+Q^2/m_{\mathrm{W,Z}}^2)^2}\left[2W_1(Q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}+W_2(Q^2,\nu)\cos^2\frac{\theta}{2}\right.$$

$$\pm\frac{E+E'}{m_N}W_3(Q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}\Big], \tag{12.6}$$

其中，ν 为轻子转移给核子的能量，θ 为出射轻子相对于入射轻子方向的角度，+(−)对应于中微子(反中微子)散射。与入射粒子为荷电轻子通过矢量流交换的散射不同，中微子是通过交换矢量流 V 和轴矢流 A 的混合，即 $\gamma_\alpha(\lambda_V-\lambda_A\gamma_5)$，和一个质量为 m_i、电荷数为 Q_i、自旋为 1/2 粒子的散射。这样，

$$W_1^i=(\lambda_V^2+\lambda_A^2)\frac{Q^2}{4m_i^4\nu}\delta\left(1-\frac{Q^2}{2m_i\nu}\right), \tag{12.7}$$

$$\nu W_2^i=(\lambda_V^2+\lambda_A^2)\delta\left(1-\frac{Q^2}{2m_i\nu}\right), \tag{12.8}$$

$$\nu W_3^i=-2(\lambda_V^2\lambda_A^2)\delta\left(1-\frac{Q^2}{2m_i\nu}\right)。 \tag{12.9}$$

于是，结构函数 F_1，F_2 和 F_3 可表示为：

$$F_1(x)=m_NW_1=\frac{1}{2}\sum_i(\lambda_V^2+\lambda_A^2)_if_i(x), \tag{12.10}$$

$$F_2(x)=\nu W_2=\sum_i(\lambda_V^2+\lambda_A^2)_ixf_i(x), \tag{12.11}$$

$$F_3(x)=-\nu W_3=2\sum_i(\lambda_V\lambda_A)_if_i(x)。 \tag{12.12}$$

其中，$f_i(x)$为在靶核中发现味道为 i 的夸克-部分子的几率。例如，在中微子荷电流散射中，中间玻色子 W^- 通过反应 $W^-+u\to d$ 被靶吸收，那么，$f_i(x)$为在靶核中发现味道为 u 的夸克的几率。又如，中间玻色子 W^+ 通过反应 $W^++d\to u$ 被靶吸收，那么 $f_i(x)$为在靶中发现味道为 d 的夸克的几率。

利用结构函数 $F_1(x,Q^2)$，$F_2(x,Q^2)$，$F_3(x,Q^2)$，在忽略轻子质量的近似下，中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射的单举微分截面写为[4−7]

$$\frac{d^2\sigma^{\nu\bar{\nu}}}{dxdy}=\frac{G_F^2m_NE}{\pi}\frac{1}{(1+Q^2/m_{W,Z}^2)^2}\left[\left(1-y-\frac{m_Nxy}{2E}\right)F_2(x,Q^2)+\frac{y^2}{2}2xF_1(x,Q^2)\pm y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3(x,Q^2)\right], \tag{12.13}$$

式中，x 为比约肯标度变量，y 是非弹性度(即在靶静止系中轻子转移给强子系统的能量分数)，+(−)对应于中微子(反中微子)散射，结构函数 $F_1(x,Q^2)$，$F_2(x,Q^2)$和 $F_3(x,Q^2)$依赖于靶和具体的相互作用形式。

如果轻子-核子的深度非弹性散射是轻子与核子内部自旋为 1/2 的部分子弹性散射的非相干叠加，那么

$$2xF_1(x)=F_2(x), \tag{12.14}$$

此即著名的卡伦-格罗斯关系[8]。然而，在无限大动量系中，核子内部的夸克-部分子具有不可忽略的横动量，它导致了结构函数 F_2 和 $2xF_1$ 的差异。这种差异随动量转移 Q^2 的增大而消失。结构函数 F_2 和 $2xF_1$ 的确切关系可以用 R 表示，其定义为纵向结构函数(F_L)和横向结构函数($2xF_1$)之比，即

$$R = \frac{F_L}{2xF_1} = \frac{F_2}{2xF_1}(1 + Q^2/\nu^2) - 1。 \tag{12.15}$$

在领头阶近似下，纵向结构函数(F_L)和横向结构函数($2xF_1$)之比 R 等于零。但是，由于微扰和非微扰 QCD 效应的存在，致使 R 有非零值。因此，

$$F_2(x, Q^2) = \frac{1 + R(x, Q^2)}{1 + 4m_N^2x^2/Q^2}2xF_1(x, Q^2)。 \tag{12.16}$$

这样，在卡伦-格罗斯关系破坏后，利用 $R(x, Q^2)$ 及结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 和 $F_3(x, Q^2)$，中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射的单举微分截面表示为

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dxdy} = \frac{G_F^2 m_N E}{\pi}\frac{1}{(1 + Q^2/m_{W,Z}^2)^2}\left[\left(\frac{y^2 + (2m_N xy/Q)^2}{2 + 2R(x, Q^2)} + 1 - y - \frac{m_N xy}{2E}\right)F_2(x, Q^2) \pm y\left(1 - \frac{y}{2}\right)xF_3(x, Q^2)\right]。 \tag{12.17}$$

按照夸克-部分子模型，νN 的深度非弹性散射可以看作中微子与靶核子中夸克的弹性散射的非相干叠加，如图 12-1 所示。因此，νN 的深度非弹性散射可以通过中微子-部分子的弹性散射来描述。核子的结构函数 $F_1(x, Q^2)$，$F_2(x, Q^2)$ 和 $F_3(x, Q^2)$ 可以用组成靶核的夸克的分布来表达。

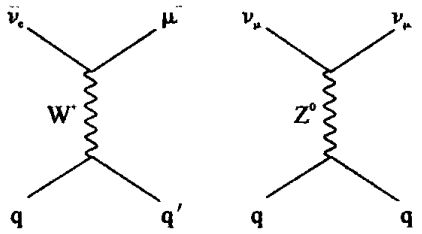


图 12-1　中微子-夸克散射的荷电流和中性流过程

在领头阶近似下，对于荷电流深度非弹性散射，$\lambda_A = \lambda_V = 1$，则

$$\begin{aligned} F_1(x) &= \sum_{i=u,d\cdots} q_i(x) + \bar{q}_i(x), \\ F_2(x) &= 2\sum_{i=u,d\cdots} xq_i(x) + x\bar{q}_i(x), \\ F_3(x) &= 2\sum_{i=u,d\cdots} q_i(x) - \bar{q}_i(x), \end{aligned} \tag{12.18}$$

其中，求和遍及所有的夸克的味道，$x = Q^2/2M\nu$ 为核内部分子所携带的核子动量分数，$xq_i(x)$ 表示在靶核子内部发现动量分数为 x、味道为 i 的夸克的动量分布。

利用中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射的微分截面，可以获取核子的部分子分布。对于荷电流过程，中微子只能在 d，s，ū，c̄ 上发生散射，反中微子只能在 d̄，s̄，u，c 上发生散射。因此，在夸克-部分子模型中，νp 深度非弹性散射荷电流过程的核子结构

函数为

$$F_1^{\nu p}(x) = d_\nu(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x), \tag{12.19}$$

$$F_2^{\nu p}(x) = 2x[d_\nu(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)], \tag{12.20}$$

$$xF_3^{\nu p}(x) = 2x[d_\nu(x) + \bar{d}(x) + s(x) - \bar{u}(x) - \bar{c}(x)]。 \tag{12.21}$$

对于 $\bar{\nu}$p 深度非弹性散射荷电流过程，则有

$$F_2^{\bar{\nu}p}(x) = 2x[u_\nu(x) + \bar{u}(x) + c(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)], \tag{12.22}$$

$$xF_3^{\bar{\nu}p}(x) = 2x[u_\nu(x) + \bar{u}(x) + c(x) - \bar{d}(x) - \bar{s}(x)]。 \tag{12.23}$$

假定同位旋守恒在中微子反应中成立，则将上面表达式中的 u 夸克和 d 夸克交换，就可以得到 νn 深度非弹性散射荷电流过程的核子结构函数，即

$$F_2^{\nu n}(x) = 2x[u_\nu(x) + \bar{u}(x) + s(x) + \bar{d}(x) + \bar{c}(x)], \tag{12.24}$$

$$xF_3^{\nu n}(x) = 2x[u_\nu(x) + \bar{u}(x) + s(x) - \bar{d}(x) - \bar{s}(x)], \tag{12.25}$$

及 $\bar{\nu}$n 深度非弹性散射荷电流过程的核子结构函数：

$$F_2^{\bar{\nu}n}(x) = 2x[d_\nu(x) + \bar{d}(x) + c(x) + \bar{u}(x) + \bar{s}(x)], \tag{12.26}$$

$$xF_3^{\bar{\nu}n}(x) = 2x[d_\nu(x) + \bar{d}(x) + c(x) - \bar{u}(x) - \bar{s}(x)]。 \tag{12.27}$$

如果中微子在一个由中子和质子组成的同位旋对称靶上发生深度非弹性散射，则有

$$F_2^{\nu N}(x) = x[u(x) + d(x) + 2s(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{c}(x)], \tag{12.28}$$

$$xF_3^{\nu N}(x) = x[u(x) + d(x) + 2s(x) - \bar{u}(x) - \bar{d}(x) - 2\bar{c}(x)]。 \tag{12.29}$$

对于反中微子过程，

$$F_2^{\bar{\nu}N}(x) = F_2^{\nu N}(x), \tag{12.30}$$

$$xF_3^{\bar{\nu}N}(x) = xF_3^{\nu N}(x) - 4x[s(x) - c(x)]。 \tag{12.31}$$

在虚光子传递的荷电轻子-核子深度非弹性散射过程中，

$$F_2^{e(\mu)N}(x) = \frac{5}{18}x\Big[u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \frac{2}{5}(s(x) + \bar{s}(x)) + \frac{5}{8}(c(x) + \bar{c}(x))\Big]。 \tag{12.32}$$

于是，运用上面所得到的结构函数的表达式，可以得到所谓的 5/18 规则(5/18 rule)，即

$$\frac{F_2^{e(\mu)N}(x)}{F_2^{\nu N}(x)} = \frac{5}{18}\left(1 - \frac{3}{5}\,\frac{xs + x\bar{s} - xc - x\bar{c}}{xq + x\bar{q}}\right), \tag{12.33}$$

其中，$xq + x\bar{q}$ 等于中微子荷电流过程中的 $2xF_1^{\nu N}$。实验测量的荷电轻子散射和中微子散结构函数之比是否遵循 5/18 规则，是对夸克部分子模型的重要检验。

从中微子(反中微子)深度非弹性散射荷电流过程中,可获得许多有益的信息,如:

(1) 通过测量 $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$和 $F_2^{\bar{\nu}N}(x, Q^2)$,可以了解核子中夸克和反夸克的部分子分布函数。

(2) 从 $xF_3^{\nu N}(x, Q^2)$和 $xF_3^{\bar{\nu}N}(x, Q^2)$的平均值的测量,可以获得核子中价夸克的分布函数:

$$\begin{aligned} xF_3 &= \frac{1}{2}[xF_3^{\nu N} + xF_3^{\bar{\nu}N}(x)] \\ &= xu(x, Q^2) + xd(x, Q^2) - x\bar{u}(x, Q^2) - x\bar{d}(x, Q^2) \\ &= xu_V(x, Q^2) + xd_V(x, Q^2)。 \end{aligned} \tag{12.34}$$

(3) 结合 $F_2^{e(\mu)N}(x, Q^2)$和 $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$的测量结果,可以证实核子中夸克的分数电荷,获得核内奇异夸克(strange quark)的分布函数。

(4) 通过测量差值 $\Delta(xF_3) = xF_3^{\nu N}(x, Q^2) - xF_3^{\bar{\nu}N}(x, Q^2)$,可以了解核子内部的奇异夸克(s)和粲夸克(c)的分布。

对于中微子深度非弹性散射中性流过程,其单举微分截面也可以通过一套结构函数来描绘,并用于核内夸克-部分子分布的研究。但是,人们更为关注的是通过测量该过程的单举微分截面,确定标准模型中电弱物理的相关参量。

在中性流相互作用中,对于 u, c 夸克,

$$\lambda_V = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W,\ \lambda_A = \frac{1}{2}。 \tag{12.35}$$

对于 d, s 夸克,

$$\lambda_V = \frac{2}{3}\sin^2\theta_W - \frac{1}{2},\ \lambda_A = -\frac{1}{2}。 \tag{12.36}$$

因此在 νp 深度非弹性散射中性流过程中,核子的结构函数分别是

$$\begin{aligned} F_1^{\nu p}(x) = \frac{1}{2}\Big\{ &\Big(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{16}{9}\sin^2\theta_W\Big)[u(x) + c(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)] \\ &+ \Big(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{4}{9}\sin^4\theta_W\Big)[(d(x) + s(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x))]\Big\}, \end{aligned} \tag{12.37}$$

$$\begin{aligned} F_2^{\nu p}(x) &= 2xF_1^{\nu p}(x) \\ &= \Big(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{16}{9}\sin^2\theta_W\Big)x[u(x) + c(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)] \\ &\quad + \Big(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{4}{9}\sin^4\theta_W\Big)x[d(x) + s(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)], \end{aligned} \tag{12.38}$$

$$F_3^{\nu p}(x) = \left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)[u(x) + c(x) - \bar{u}(x) - \bar{c}(x)] + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)[d(x) + s(x) - \bar{d}(x) - \bar{s}(x)]。 \tag{12.39}$$

对于 νn 深度非弹性散射中性流过程，

$$F_1^{\nu n}(x) = \frac{1}{2}\left\{\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{16}{9}\sin^2\theta_W\right)[d(x) + c(x) + \bar{d}(x) + \bar{c}(x)] + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{4}{9}\sin^4\theta_W\right)[u(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{s}(x)]\right\}, \tag{12.40}$$

$$\begin{aligned} F_2^{\nu n}(x) &= 2xF_1^{\nu p}(x) \\ &= \left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{16}{9}\sin^2\theta_W\right)x[d(x) + c(x) + \bar{d}(x) + \bar{c}(x)] \\ &\quad + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{4}{9}\sin^4\theta_W\right)x[u(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{s}(x)], \end{aligned} \tag{12.41}$$

$$F_3^{\nu n}(x) = \left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)[d(x) + c(x) - \bar{d}(x) - \bar{c}(x)] + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)[u(x) + s(x) - \bar{u}(x) - \bar{s}(x)]。 \tag{12.42}$$

于是，在中微子深度非弹性散射中性流过程中，若以 N = n，p，则

$$F_i^{\bar{\nu}N}(x) = F_i^{\nu N}(x)(i = 1, 2, 3)。 \tag{12.43}$$

如果把弱中性流改用左手流和右手流表示，

$$\begin{aligned} j_\mu^z &= \bar{u}\gamma_\mu(\lambda_V - \lambda_A\gamma_5)u + \cdots \\ &= g_{\mu,L}\bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u + g_{u,R}\bar{u}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u + \cdots, \end{aligned} \tag{12.44}$$

则有

$$\begin{aligned} g_{u,L} &= \frac{1}{2}[\lambda_V + \lambda_A] = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right], \\ g_{u,R} &= \frac{1}{2}[\lambda_V - \lambda_A] = -\frac{2}{3}\sin^2\theta_W, \\ g_{d,L} &= \frac{1}{2}[\lambda_V + \lambda_A] = \frac{1}{2}[-1 + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W], \\ g_{u,R} &= \frac{1}{2}[\lambda_V - \lambda_A] = \frac{1}{3}\sin^2\theta_W。 \end{aligned} \tag{12.45}$$

这样，νN 深度非弹性散射中性流过程的结构函数可改写为：

$$F_2^{\nu p}(x) = 2x[(g_{u,L}^2 + g_{u,R}^2)(u(x) + \bar{u}(x) + c(x) + \bar{c}(x))]$$

$$+2x[(g^2_{d,L}+g^2_{d,R})(d(x)+\bar{d}(x)+s(x)+\bar{s}(x))], \quad (12.46)$$

$$xF_3^{\nu p}(x)=2x[(g^2_{u,L}-g^2_{u,R})(u(x)-\bar{u}(x)+c(x)-\bar{c}(x))]$$
$$+2x[(g^2_{d,L}-g^2_{d,R})(d(x)-\bar{d}(x)+s(x)-\bar{s}(x))], \quad (12.47)$$

$$F_2^{\nu n}(x)=2x[(g^2_{u,L}+g^2_{u,R})(d(x)+\bar{d}(x)+c(x)+\bar{c}(x))]$$
$$+2x[(g^2_{d,L}+g^2_{d,R})(u(x)+\bar{u}(x)+s(x)+\bar{s}(x))], \quad (12.48)$$

$$xF_3^{\nu n}(x)=2x[(g^2_{u,L}-g^2_{u,R})(d(x)-\bar{d}(x)+c(x)-\bar{c}(x))]$$
$$+2x[(g^2_{d,L}-g^2_{d,R})(u(x)-\bar{u}(x)+s(x)-\bar{s}(x))]。 \quad (12.49)$$

§12.2　中微子探针与核子结构函数的核效应

通过中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射实验可以测得中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射的单举微分截面，进而得到原子核的结构函数 $F_{1A}(x, Q^2)$、$F_{2A}(x, Q^2)$和 $F_{3A}(x, Q^2)$。与荷电轻子-原子核深度非弹性散射过程相比，出现了一个新的结构函数 $F_{3A}(x, Q^2)$，这是由于在弱相互作用中考虑了宇称不守恒的结果，它使我们有可能通过实验分别获取束缚核子中价夸克和海夸克的分布。因此，中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射实验也是研究核子结构函数核效应的理想工具。

12.2.1　实验研究

在 EMC 效应发现之后，有几个实验组试图通过中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射实验去进一步探索核子结构函数的核效应问题。

1984 年，CERN 的 WA25 和 WA59 实验组[9]在 BEBC (big European bubble chamber)测量了反中微子与氖和氘核深度非弹性散射的每核子微分截面比。他们分别获得了 13 000 个在氖核上的散射事例和 5 000 个在氘核上散射事例，实验结果具有较高的统计性。事例覆盖的运动学区域为 $0.0<x<0.7$ 和 $0.25\ \mathrm{GeV}^2<Q^2<26\ \mathrm{GeV}^2$。由于在反中微子深非弹性散射过程中有来自结构函数 $F_3(x, Q^2)$的贡献，因此，在不同的靶核上的反中微子深度非弹性散射过程的微分截面比无法直接与荷电轻子深度非弹性散射过程的微分截面比作直接的比较。将实验数据与当时解释 EMC 效应的不同物理模型给出的结果相比较，可以发现在中间 x 区域，他们的结果与较高 Q^2 时的 EMC 的结果相一致(如图 12-2)。他们的实验数据还显示出，对于任意的 x，特别是在 $0.25\ \mathrm{GeV}^2<Q^2<14\ \mathrm{GeV}^2$ 范围内的小 x 处，微分截面比没有明显的 Q^2 依赖(图 12-3)。

同一年，CDHS (CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay)实验组报告了他们通过中微子(反中微子)与铁核和氖核深度非弹性散射实验测量核子结构函数比的实验结果[10]，事例覆盖的运动学区域 $0.0<x<0.7$ 和 $3\ \mathrm{GeV}^2<Q^2<40\ \mathrm{GeV}^2$。从图 12-4 可以发现，与荷电轻子－原子核深度非弹性散射给出的结果相比，铁核与氖核的结构函数比没有显

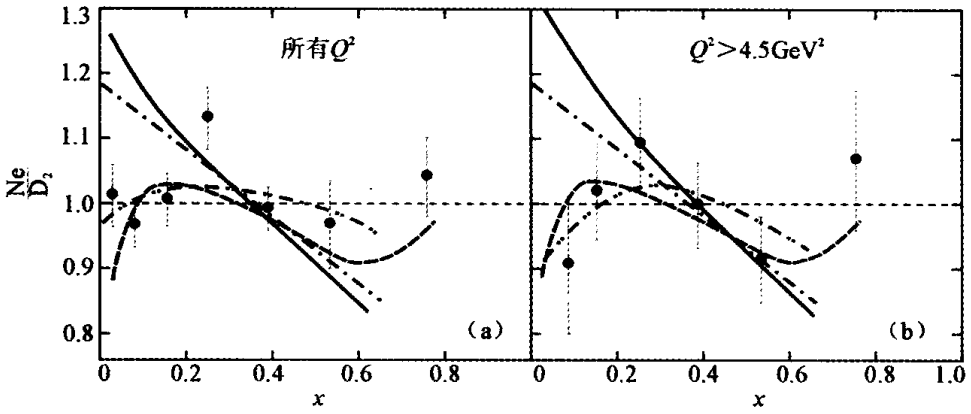


图 12－2　反中微子与氖和氘核深度非弹性散射单举微分截面比[9]　图中的曲线为当时解释 EMC 效应的物理模型在这里的应用。

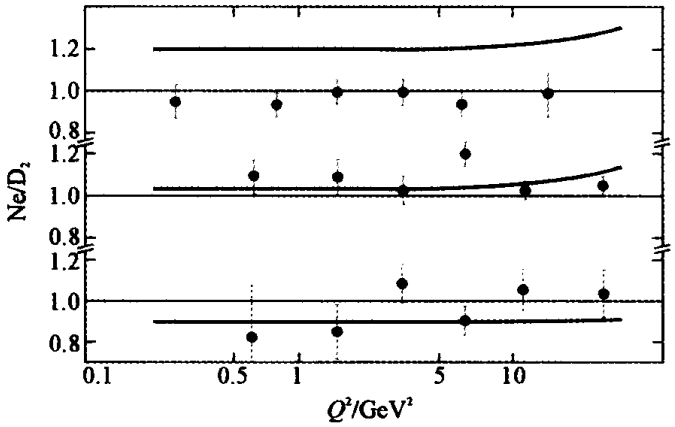


图 12－3　反中微子与氖和氘核深度非弹性散射单举微分截面比在 $x<0.15$、$0.15<x<0.4$ 和 $x>0.4$ 时随 Q^2 的变化[9]

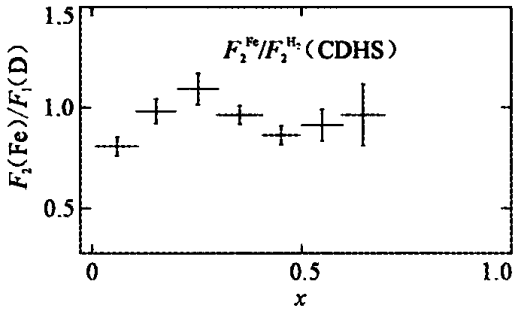


图 12－4　CDHS 实验组关于 F_2(Fe)/F_2(D)的实验结果[10]

著地偏离 1，当然 CDHS 组的实验具有很大的实验误差，使人无法准确地获取核效应的信息。

1985 年，美国费米国家实验室 E545 组[11]测量了中微子与氖核和氘核深度非弹性散射的截面比 $\sigma(\nu\text{Ne})/\sigma(\nu\text{D})$，其目的是研究核子结构函数的 EMC 效应，但是由于实验的统计误差太大，没有得到什么明确的结论。

1987 年，CERN 的 WA25 和 WA59 实验组[12]报告了他们在 BEBC 上的反中微子、中微子与氖和氘核深度非弹性散射实验，分析使用了 40 000 个实验事例，其统计性比上述几个中微子实验好，并且系统误差远小于统计误差，所得结果在当时是最完整的、最精确的。他们通过中微子与反中微子数据的组合，消除结构函数 $xF_3(x, Q^2)$ 的影响，并与 SLAC 的[13]和 BCDMS (Bologna-CERN-Dubna-Munich-Sacaly)实验组[14]的实验数据进行了比

较(如图 12 - 5 与图 12 - 6)。显然,在 $x\sim0.2$ 到 $x\sim0.6$ 的范围,氖核与氙核的截面比随 x 的增大而减小,并且与荷电轻子与原子核深度非弹性散射的结果很好符合。图12 - 7 是中微子和反中微子与氖核、氙核散射每核子微分截面比在不同的 x 区域随 Q^2 的变化,显然,微分截面比的 Q^2 依赖性很小。另外,该实验组报告的纵向和横向截面比的测量结果没有显著的 A 依赖性。需要注意的是 WA25 和 WA59 实验组的实验数据依然有很大的实验误差。

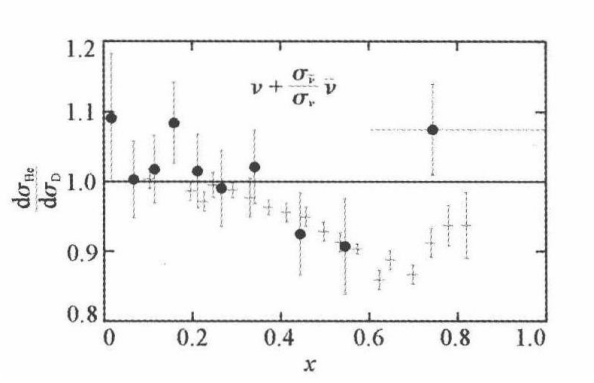


图 12 - 5　WA25 和 WA59 实验组的实验结果与 SLAC[13]铝核与氙核结构函数比(十字星)的实验结果的比较

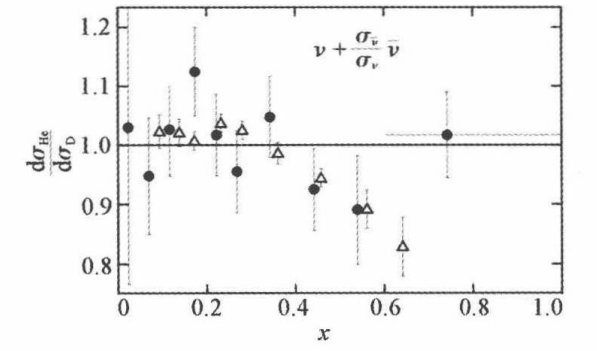


图 12 - 6　WA25 和 WA59 实验组的实验结果与 CERN 的 BCDMS[14]氘核与氙核结构函数比(空心三角)的实验结果的比较

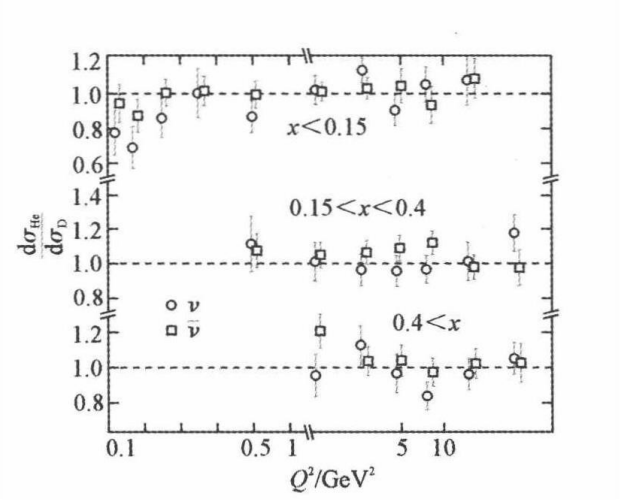


图 12 - 7　中微子和反中微子与氖核、氙核深度非弹性散射每核子微分截面比在不同的 x 区域随 Q^2 的变化[12]

在此之后,尽管进行了很多中微子-原子核深度非弹性散射实验,但其实验目的都是研究核子的部分子结构或电弱相互作用常量,如:费米国家实验室的 CCFR[15, 16, 17]和 NuTeV[18],CERN 的 CDHSW[19]和 CHORUS[20]等。总之,由于中微子-原子核深度非弹性散射实验的误差比较大,到目前为止,还未发现 EMC 效应存在的可靠证据。

12.2.2　核子结构函数的核效应

EMC 效应反映了核环境可以影响核子的内部结构,束缚核子的部分子分布与自由核子的部分子分布明显不同,因此深入地了解核环境对夸克-胶子部分子分布的影响,抽取较为精确的束缚核子部分子分布(the parton distribution of bound nucleus),将有助于我们更好的分析高能强子-原子核碰撞和高能核-核碰撞的实验结果,以便发现新物理和新的物质形态,更好地确定标准模型中的弱电参数(如弱混合角),弄清中微子的质量和

混合。虽然荷电轻子-原子核深度非弹性散射可以反映核内夸克分布，但是，由于荷电轻子-原子核深度非弹性散射过程的结构函数为

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f e_f^2 x[q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)], \tag{12.50}$$

既包含核内价夸克分布，也包含核内海夸克分布，所以借助荷电轻子—原子核深度非弹性散射，只能较好地确定大 x 区核内价夸克的分布，很难确定小 x 区核内价夸克的分布、$x>0.2$ 时核内海夸克分布以及价夸克分布是否存在核阴影效应和反阴影效应。按照夸克-部分子模型，不论是通过电磁相互作用，中微子荷电流相互作用还是中微子中性流相互作用，探测到的核内核子部分子分布应是相同的。所以通过中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射荷电流过程，测得结构函数 $F_3(x, Q^2)$，可以很好地获得核内价夸克分布，进而得到较可靠的核内海夸克分布。目前，对于中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射荷电流过程，已有的实验数据由于误差过大，还未发现存在 EMC 效应的可靠证据。尽管费米国家实验室 CCFR[15—17]和 NuTeV[18]，CERN 的 CHORUS[20]的实验目的不是研究核子结构函数的核效应，但是他们测量的中微子(反中微子)与原子核深度非弹性散射荷电流过程的微分截面和核子结构函数，为研究中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射荷电流过程中的核效应提供了实验基础。

文献[21]利用通过整体分析获得的束缚核子部分子分布[22, 23]和 CTEQ (the coordinated theoretical experimental project on QCD)[24]给出的质子的部分子分布函数，考虑 Callan-Gross 关系破坏、重夸克产生效应和靶质量修正，计算了中微子(反中微子)-铁原子核深度非弹性散射荷电流过程的微分截面、结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 和 $F_3(x, Q^2)$，并与 NuTeV 和 CCFR 组的实验数据进行比较。发现在中微子(反中微子)-铁原子核深度非弹性散射荷电流过程中，EMC 效应是存在的，并且与荷电轻子-原子核深度非弹性过程中的核效应具有相同的强度。反中微子-原子核深度非弹性散射荷电流过程的微分截面没有明显的核效应。在大 x 区，结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 和 $xF_3(x, Q^2)$ 显示有 EMC 效应，在中间和小 x 区，$F_2(x, Q^2)$ 和 $xF_3(x, Q^2)$ 有显著的反阴影效应和核阴影效应。这说明束缚核子价夸克分布存在反阴影效应和核阴影效应，在小 x 区，中微子(反中微子)与荷电轻子深度非弹过程中 $F_2(x, Q^2)$ 的核阴影效应明显不同。由于在小 x 与小 Q^2 时，结构函数的核阴影效应是过程依赖的。因此，荷电轻子、中微子(反中微子)与原子核深度非弹性散射过程中的核阴影效应仍需实验和理论的进一步深入研究。

§12.3 中微子深度非弹性散射与核阴影效应

早在 EMC 效应发现之前，人们就已经知道：质量数为 A 的原子核的光吸收截面，比自由核子的光吸收截面的 A 倍要小，这就是核阴影效应。Stodolsky 指出[25]，在荷电轻子与原子核深度非弹性散射过程中，轻子在原子核内的平均自由程并非足够长，轻子与

原子核发生深度非弹性散射不仅具有电磁相互作用性质，而且具有强相互作用性质，轻子是参与电磁相互作用的类点结构态和参与强相互作用的强子结构态的叠加。在原子核的光吸收过程中起作用的主要是光子的强子结构态，它使光子在核内的平均自由程变短，从而不能贯穿整个原子核，因此前部核子对后部核子产生遮蔽效应。对于荷电轻子与原子核深度非弹性散射，电磁相互作用通过矢量流的交换来实现。由于电磁相互作用的矢量流守恒(the conservation of vector current, CVC)，使得在 $Q^2\to 0$ 时，荷电轻子与原子核深度非弹性散射的微分截面也趋于零值。这样，在荷电轻子与原子核深度非弹性散射过程中，当 $Q^2\to 0$ 时，核子结构函数 $F_2\to 0$。

在中微子(反中微子)与原子核深度非弹性散射过程中，核阴影效应同样存在。但是，与入射粒子为荷电轻子时通过交换矢量流的深度非弹性散射不同，中微子是通过交换弱矢量流和轴矢流的混合与原子核进行深度非弹性散射。在弱相互作用过程中，矢量流是守恒的，在 $Q^2\to 0$ 时，轻子流张量与弱矢量流收缩为零值，这样，弱矢量流对中微子(反中微子)与原子核深度非弹性散射微分截面的贡献为零。对于弱相互作用过程中的轴矢流，

$$\partial_\mu A^\mu = f_\pi m_\pi^2 \phi_\pi , \tag{12.51}$$

其中，f_π 为 π 介子衰变常数，ϕ_π 是 π 介子场，m_π 为 π 介子质量。上式称为 PCAC 关系，意思是“轴矢流部分守恒”(the partial conservation of axial current, PCAC)。这个关系式表明，如果 π 介子质量为零，则轴矢流就是守恒的。实际 π 介子质量在强子谱中是很小的，因而轴矢流是“几乎”守恒的或者说“部分”守恒的。

1964 年，Adler[26] 利用弱相互作用的轴矢流部分守恒，给出了在 $Q^2\to 0$ 时，中微子的弱相互作用微分截面与 π 介子弱相互作用截面之间的关系为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(\nu + \mathrm{T}\to \mathrm{l} + \mathrm{X})}{\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}\nu}\Big|_{Q^2=0} = \frac{G_\mathrm{F}^2}{2\pi^2} f_\pi \left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{E}\right)\sigma(\pi + \mathrm{T}\to \mathrm{X}), \tag{12.52}$$

其中 X 为在靶 T 上作用后的强子末态。通过上面的式子，可以发现在中微子与原子核深度非弹性散射过程中，核子结构函数 F_2 在 $Q^2\to 0$ 的极限时，趋于一个正的非零常数。

1989 年，WA59 实验组[27] 报告了他们在 BEBC 上用反中微子、中微子与氖和氙核深度非弹性散射的实验结果，提供了中微子与原子核相互作用中核阴影效应的实验数据。

与荷电轻子深度非弹性散射过程交换的虚光子类似，在中微子深度非弹性荷电流过程中，交换的 $\mathrm{W}^\pm$ 也可以演化成由矢量和轴矢量介子组成的虚强子系统。轴矢流的部分守恒[28] 预言了 π 介子对弱相互作用流的传播子有贡献，π 介子的贡献在 $Q^2 < 0.2\ \mathrm{GeV}^2$ 时是重要的。当 Q^2 较大时，矢量介子(ρ)和轴矢量介子(a_1)的贡献是主要的。

在中微子和反中微子深度非弹性散射荷电流过程中，氖核和氙核靶每核子的截面比 $(A_\mathrm{eff}/A)^{\nu\mathrm{Ne}} = \frac{1}{20}\sigma^{\nu\mathrm{Ne}} \Big/ \frac{1}{2}\sigma^{\nu\mathrm{D}}$ 和 $(A_\mathrm{eff}/A)^{\bar{\nu}\mathrm{Ne}} = \frac{1}{20}\sigma^{\bar{\nu}\mathrm{Ne}} \Big/ \frac{1}{2}\sigma^{\bar{\nu}\mathrm{D}}$ 在 $x<0.2$ 时随 Q^2 的变化如图

12－8 所示。图 12－9 是组合之后的氖和氖靶的截面比在不同 Q^2 区间上的 x 依赖。在这两个图中，实线为 PCAC 给出的预言。需要说明的是由 PCAC 给出的预言不依赖于任何可调参数。从他们的实验结果可以发现，在低 Q^2 区，氖核的截面相对氖核有一个减小。这是第一个中微子深度非弹性散射过程中存在核阴影效应的证据。

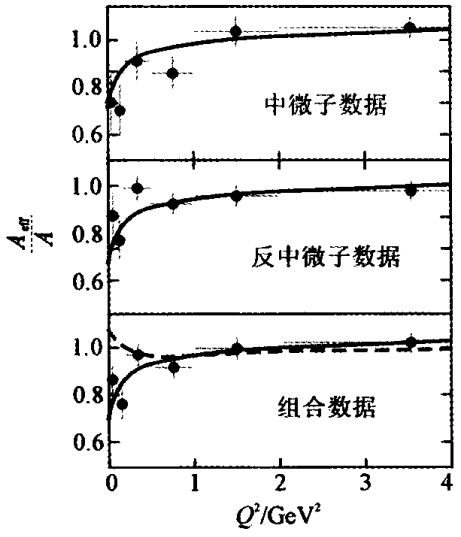


图 12－8　在 $x<0.2$ 时，中微子和反中微子在氖核和氖核靶上深度非弹性散射荷电流过程的截面比随 Q^2 的变化　图中的实线为 PCAC 给出的预言[27]。

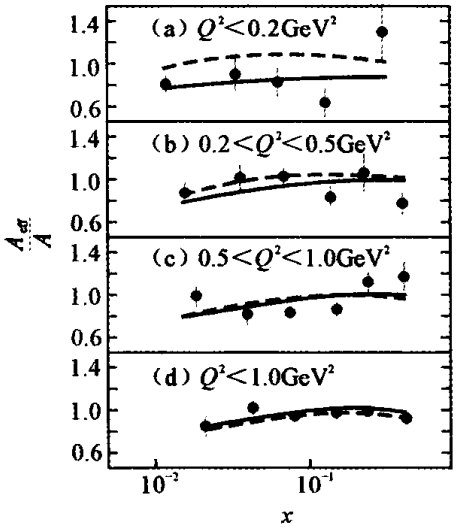


图 12－9　将中微子和反中微子在氖核和氖核上深度非弹性散射的截面比的数据进行组合后的结果　图中的实线为 PCAC 给出的预言[27]。

2001 年，美国费米国家实验室 CCFR/NuTeV 实验组[29]通过中微子(反中微子)-铁原子核深度非弹性散射实验，研究了核子结构函数 F_2^{ν} 在 $Q^2\to 0$ 时的行为，并与荷电轻子深度非弹性散射过程的核子结构函数 F_2^{ep} 在 $Q^2\to 0$ 时的行为进行了比较。事例覆盖的运动学区域为 $0.004\,5<x<0.035$ 和 $Q^2<1$ GeV^2。对于荷电轻子与原子核深度非弹性散射，由于规范不变性要求，使得在 $Q^2\to 0$ 时，核子结构函数 F_2^{ep} 线性地趋于零值。在小 x、小 Q^2 区域，Donnachie 和 Landshoff[30]给出核子结构函数 F_2^{ep} 的表达式为

$$F_2^{ep}=C\left(\frac{Q^2}{Q^2+A^2}\right)。\tag{12.53}$$

然而，在中微子与原子核深度非弹性散射过程中，由于轴矢流地存在，使得核子结构函数 F_2^{ν} 在 $Q^2\to 0$ 时趋于非零的常数。这样，核子结构函数 F_2^{ν} 在小 x、小 Q^2 区域可以表示为

$$F_2^{\nu}\approx\frac{C}{2}\left(\frac{Q^2}{Q^2+A^2}+\frac{Q^2+D}{Q^2+B^2}\right)。\tag{12.54}$$

CCFR/NuTeV 实验组通过拟合 NMC[31]和 E665[32]组的荷电轻子与原子核深度非弹性散射的实验数据，得到参数 $A=(0.81\pm 0.02)$ GeV(每个自由度上的 χ^2 值为 χ^2/d.o.f. =

27/17)。将 A 值代入(12.54)式,拟合中微子(反中微子)与铁原子核深度非弹性散射实验数据,得到核子结构函数 F_2^{ν} 表式中的三个参数 B、C、D 的数值分别为 $B=(1.53\pm0.02)$ GeV, $C=(2.31\pm0.03)$ GeV, $D=(0.48\pm0.03)$ GeV。这样,CCFR/NuTeV 实验组确定核子结构函数 $F_2^{\nu}(Q^2=0)=0.21\pm0.02$。

总之,美国费米国家实验室 CCFR/NuTeV 实验组第一次通过实验研究了荷电轻子与中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射过程中核子结构函数 F_2 差别。发现在 $x>0.012\,5$ 的区域内,荷电轻子与中微子(反中微子)深度非弹性散射过程中核子结构函数一致,但在较小 x 区域,由于荷电轻子与中微子(反中微子)深度非弹性散射过程中核子结构函数在 $Q^2\to0$ 时的不同行为,导致两个过程的核子结构函数存在差别。这证实了在中微子与原子核深度非弹性散射过程中,核子结构函数 F_2^{ν} 在 $Q^2\to0$ 时趋于非零的常数。

§12.4　粲强子产物与奇异海夸克分布

在中微子深度非弹性散射过程中,中微子可以区分靶核子中夸克的味,因此中微子深度非弹性散射特别适合测量核子中的夸克部分子分布。另外中微子深度非弹性散射的粲强子产生过程还可以用来获取核内奇异海夸克分布 $xs(x)$和 $x\bar{s}(x)$。核内奇异夸克分布函数的深入研究有助于了解非微扰区内小 Q^2 的核子的特性。

12.4.1　双 μ 子产生微分截面

在中微子-核子深度非弹性散射过程中,粲强子产生的一个明显信号是过程的末态有两个相反电荷的 μ 子生成。这一过程的实质是中微子与核子中的 s 或 d 夸克相互作用产生粲夸克进而碎裂成粲强子,然后粲强子经半轻子化衰变产生另一个与第一个 μ 子电荷相反的 μ 子,即

$$\begin{aligned}\nu_\mu+\mathrm{N}&\to\mu^-+\mathrm{c}+\mathrm{X}\\&\to\mathrm{s}+\mu^++\nu_\mu。\end{aligned}\tag{12.55}$$

对于反中微子-核子深度非弹性散射产生粲强子的过程,入射反中微子与核子内的 s 或 $\bar{\mathrm{d}}$ 反夸克相互作用,最后在末态产生与第一个 μ 子电荷相反的 μ 子:

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_\mu+\mathrm{N}&\to\mu^++\bar{\mathrm{c}}+\mathrm{X}\\&\to\bar{\mathrm{s}}+\mu^-+\bar{\nu}_\mu。\end{aligned}\tag{12.56}$$

中微子-核子深度非弹性散射双 μ 子产生过程的微分截面可表示为[4]

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma(\nu_\mu+\mathrm{N}\to\mu^-+\mu^++\mathrm{X})}{\mathrm{d}\xi\mathrm{d}y\mathrm{d}z}=\frac{\mathrm{d}^2\sigma(\nu_\mu+\mathrm{N}\to\mathrm{c}+\mathrm{X})}{\mathrm{d}\xi\mathrm{d}y}D(z)B_{\mathrm{c}}(\mathrm{c}\to\mu^++\mathrm{X}),\tag{12.57}$$

其中 B_c 是粲强子半轻子化衰变分支比的加权平均值，$D(z)$是描述粲夸克强子化的碎裂函数，$\frac{d^2\sigma(\nu_\mu+N\to c+X)}{d\xi dy}$为中微子-核子深度非弹性散射粲夸克产生过程的微分截面。

在领头阶近似下，粲夸克是由中微子与核内奇异夸克和下夸克相互作用而产生的。对于同位旋标量靶，如果忽略靶质量效应，中微子-核子深度非弹性散射粲夸克产生过程的微分截面为：

$$\left\{\frac{d^2\sigma(\nu_\mu+N\to c+X)}{d\xi dy}\right\}_{LO}=\frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi(1+Q^2/m_W^2)^2}\{[\xi u(\xi,\mu^2)+\xi d(\xi,\mu^2)]|V_{cd}|^2+2\xi s(\xi,\mu^2)|V_{cs}|^2\}\left(1-\frac{m_c^2}{2m_N E_\nu\xi}\right),\tag{12.58}$$

其中，$\xi u(\xi,\mu^2)$，$\xi d(\xi,\mu^2)$和 $\xi s(\xi,\mu^2)$分别为质子内 u，d 和 s 夸克的动量分布函数（如果是反中微子-核子深度非弹性散射，则为相应的反夸克动量分布函数），$|V_{cd}|$和 $|V_{cs}|$是 CKM 矩阵元[33]，表示荷电流与不同味道夸克的耦合强度。考虑卡伦-格罗斯关系的破坏，需用

$$\frac{1+R(\xi,Q^2)}{1+(2m_N\xi/Q^2)^2}[1-y-m_N xy/(2E_\nu)+xy/\xi],\tag{12.59}$$

代替(12.58)中的因子$(1-m_c^2/2m_N E_\nu\xi)$。在次领头阶近似下，双 μ 产生过程微分截面表达式中卡伦-格罗斯关系的破坏可以用更完善的 QCD 计算给出。

为了描述粲夸克的产生，引入运动学变量 ξ 表示核内被击夸克的动量分数，它与比约肯标度变量 x 的关系可以写成：

$$\xi=\left(\frac{1}{2x}+\sqrt{\frac{1}{4x^2}+\frac{m_N^2}{Q^2}}\right)^{-1}\frac{Q^2-m_s^2+m_c^2+\Delta(-Q^2,m_s^2,m_c^2)}{2Q^2},\tag{12.60}$$

其中 m_c 为粲夸克质量，m_s 为初态奇异夸克或下夸克质量，$\Delta(-Q^2,m_s^2,m_c^2)$是三角函数，其定义为 $\Delta(a,b,c)\equiv\sqrt{a^2+b^2+c^2-2(ab+bc+ac)}$。如果忽略了初态夸克质量，$\xi$ 的表式可以简化为

$$\xi=x\left(1+\frac{m_c^2}{Q^2}\right)\left(1-\frac{x^2m_N^2}{Q^2}\right)。\tag{12.61}$$

这样 ξ 和 x 通过粲夸克质量相联系，此即所谓的“慢重新标度”模型[35]。

粲夸克碎裂成粲强子的过程可以使用 Collins 和 Spiller[36]给出的碎裂函数来描述，

$$D(z)=N[(1-z)/z+\varepsilon_C(2-z)/(1-z)](1+z)^2[1-(1/z)-\varepsilon_C/(1-z)]^{-2}。\tag{12.62}$$

在早期中微子-核子深度非弹性散射双 μ 产生过程的实验中，使用 Peterson 给出的碎裂

函数[37]，

$$D(z) = Nz[1-(1/z)-\varepsilon_P/(1-z)]^{-2}, \tag{12.63}$$

其中 $z = p_D/p_D^{max}$ 是粲强子所携带的其最大可能动量的分数，参数 ε 决定碎裂函数分布的形状。原则上，通过正负电子对撞的实验数据可以得到较为精确的 ε 参数的数值。但是考虑到正负电子对撞相对于中微子-核子深度非弹性散射的不同夸克环境引起的不确定性，中微子-核子深度非弹性散射截面中碎裂函数的 ε 参数要通过拟合中微子散射的实验数据而得到。1988 年，E531 组[38]拟合粲强子产生实验数据得出 $\varepsilon_p = 0.18 \pm 0.06$。1995 年，CCFR 组[39] 给出 $\varepsilon_c = 0.81 \pm 0.14$。

从领头阶粲夸克产生过程的微分截面表达式，可以发现通过中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射可以很好地了解核内的奇异夸克分布。在中微子(反中微子)-核子深度非弹性散射粲(反粲)夸克产生过程中，d($\bar{\mathrm{d}}$)夸克散射的粲(反粲)夸克产生是卡比博压低的。在中微子散射过程中，尽管质子中 d 夸克含量大约为 s 夸克的 10 倍，但是该过程产生的粲夸克约有 50%来自中微子与 s 夸克的相互作用，而在反中微子散射过程中，粲夸克产量约有 90%来自反中微子与 $\bar{\mathrm{s}}$ 夸克散射。

12.4.2　核内奇异海夸克分布的实验研究

1995 年，美国费米国家实验室 CCFR 合作组通过中微子(反中微子)-铁原子核深度非弹性散射实验，获取 6 090 个双 μ 子产生事例，并对其进行了 QCD 次领头阶[39]分析，与之前的 QCD 领头阶[40]分析给出的结果进行比较，以研究核内奇异海夸克分布。他们利用核子结构函数 F_2 和 xF_3 来确定单态 $xq_{SI}(x, \mu^2) = xq(x, \mu^2) + x\bar{q}(x, \mu^2)$，非单态 $xq_{NS}(x, \mu^2) = xq(x, \mu^2) - x\bar{q}(x, \mu^2)$ 和胶子 $xg(x, \mu^2)$ 分布。质子中的价夸克成分 $xq_V(x,\mu^2) = xq_{NS}(x, \mu^2)$ 表示为

$$\begin{aligned} xq_V(x, \mu^2) &= xu_V(x, \mu^2) + xd_V(x, \mu^2), \\ xd_V(x,\mu^2) &= A_d(1-x)xu_V(x, \mu^2), \end{aligned} \tag{12.64}$$

其中 $xd_V(x)$通过拟合荷电轻子深度非弹性散射 F_2^n/F_2^p 的实验数据[41]获得，参数 A_d 根据质子内 d 和 u 价夸克数的比值确定。如果假设海夸克中的非奇异夸克和反夸克分布是对称的，那么 $x\bar{u}(x, \mu^2) = xu_s(x, \mu^2)$，$x\bar{d}(x, \mu^2) = xd_s(x, \mu^2)$。应用同位旋守恒，$x\bar{u}(x, \mu^2) = x\bar{d}(x, \mu^2)$。

为研究夸克海中的奇异夸克分布(the distribution of strange sea quark)，引入下面的参数 κ：

$$\kappa = \frac{\int_0^1 [xs(x, \mu^2) + x\bar{s}(x, \mu^2)]\mathrm{d}x}{\int_0^1 [x\bar{u}(x, \mu^2) + x\bar{d}(x, \mu^2)]\mathrm{d}x}, \tag{12.65}$$

显然，如果 $k=1$，则表明核子中的海夸克分布是味 SU(3)对称的。进一步假设核子中的奇异夸克分布 $xs(x,\mu^2)=x\bar{s}(x,\mu^2)$，并且

$$x\bar{q}(x,\mu^2)=2\left[\frac{x\bar{u}(x,\mu^2)+x\bar{d}(x,\mu^2)}{2}\right]+xs(x,\mu^2),$$

$$xs(x,\mu^2)=A_s(1-x)^{\alpha}\left[\frac{x\bar{u}(x,\mu^2)+x\bar{d}(x,\mu^2)}{2}\right]。\tag{12.66}$$

参数 α 表示核子中奇异夸克分布与非奇异夸克分布的差异。如果参量 $\alpha=0$，则表明核子中的奇异海夸克分布与非奇异海夸克分布具有相同的 x 依赖关系，否则，核子中的奇异海夸克分布就不同于非奇异海夸克分布。

CCFR 合作组在对其实验数据进行 QCD 次领头阶分析后，发现参量 $\kappa=0.447\pm0.051$，这表明核子中的海夸克分布不是味 SU(3)对称的。这一结论与 CCFR 组从 QCD 领头阶分析得到的结果基本一致。对于参量 α，CCFR 组 QCD 次领头阶分析给出的结果为 $\alpha=-0.02^{+0.66}_{-0.60}$。这表明在 QCD 次领头阶近似下，核子中的奇异海夸克分布与非奇异海夸克分布具有相同的 x 依赖关系。在 QCD 领头阶近似下，CCFR 组的实验结果给出 $\alpha=2.5\pm0.7$，这样，由于参量 α 的非零值，使得核子中的奇异海夸克分布在小 x 区域与海夸克分布分布相比偏软。参量 α 在 QCD 次领头阶近似与领头阶近似下取值不同的原因在于，CCFR 组的领头阶分析包含了非遍举荷电流过程和粲夸克产生微分截面中的纵向成分 $R(\xi,Q^2)$。

这种处理方法是近似的，并不能正确处理中微子相互作用重夸克和轻夸克产生过程中的纵向成分的差别。另外，中微子(反中微子)-原子核深度非弹性散射双 μ 产生的 QCD 次领头阶近似却包含了轻夸克和重夸克的质量效应，因此，在 QCD 次领头阶近似下可以给出较为可靠的核内海夸克分布 $x\bar{q}(x)$和 $xs(x)$。

2001 年，美国费米国家实验室 NuTeV 合作组报告了中微子(反中微子)-铁原子核深度非弹性散射双 μ 子产生过程的实验结果[42]。实验分别获取了 5 102 个中微子和 1 458 个反中微子入射的双 μ 子产生事例。为研究核内奇异海夸克分布，定义

$$s(x,Q^2)=\kappa_\nu(1-x)^{\alpha_\nu}\left[\frac{\bar{u}(x,Q^2)+\bar{d}(x,Q^2)}{2}\right],$$

$$s(x,Q^2)=\kappa_{\bar{\nu}}(1-x)^{\alpha_{\bar{\nu}}}\left[\frac{\bar{u}(x,Q^2)+\bar{d}(x,Q^2)}{2}\right]。\tag{12.67}$$

显然，如果参数 $\kappa_\nu=\kappa_{\bar{\nu}}=1$，$\alpha_\nu=\alpha_{\bar{\nu}}=0$，那么核子中的海夸克分布是味 SU(3)对称的。他们使用 Buras 和 Gaemers (BG)给出的核子的部分子分布[43]，对其实验数据和 CCFR 组的实验结果进行 QCD 领头阶分析，所得结果见表 12-1。因此，可以确定核子中的海夸克分布是味 SU(3)不对称的，核子中奇异海夸克分布和反奇异海夸克分布是否相同，则有待于进一步的实验研究确认。

表 12－1　使用 BG 核子部分子分布在 QCD 领头阶下拟合 NuTEV、CCFR 和实验数据的组合所得到的相关参量值

SET	κ_v	$\kappa_{\bar{v}}$	α_v	$\alpha_{\bar{v}}$
NuTeV	0.32±0.06	0.37±0.05	−1.10±1.05	−2.78±0.42
CCFR	0.31±0.05	0.36±0.05	3.14±0.91	3.46±0.73
Combined	0.35±0.04	0.41±0.04	−0.07±0.66	−2.04±0.36

§12.5　问题与展望

QCD 是描述夸克-胶子相互作用的基本理论。现代核物理的一项主要任务就是要在 QCD 的理论框架内，统一地描述原子核、强子和夸克。因此，清楚地了解核环境对夸克-胶子部分子分布函数的影响，有助于我们很好地理解核内夸克-胶子分布和夸克-胶子间的相互作用。

按照夸克-部分子模型，不论是通过电磁相互作用，中微子荷电流相互作用还是中微子中性流相互作用，探测到的核内核子部分子分布应是相同的。但是，由于轴矢量成分的出现和相互作用夸克味的选择性使得中微子相互作用不同于荷电轻子、强子与原子核的相互作用。因此，中微子相互作用也是研究核子、原子核结构的独特探针。

近年来，中高能 νA 相互作用的研究越来越引起人们的普遍关注。随着美国费米国家实验室 NuMI[44] 和日本 JPARC[45] 中微子工厂的投入运行，从这些装置的中微子-原子核深度非弹性散射的实验中，可以获取大量高精度中微子-原子核深度非弹性散射的实验数据。这使得澄清大 x 区域 NuTeV 组和 CCFR 组实验数据的偏离成为可能，并将有助于我们更好地研究中微子深度非弹性散射双 μ 子产生过程和结构函数的核效应，如小 x 区域结构函数中的核阴影效应；$Q^2\to 0$ 时结构函数 $F_2(x, Q^2)$ 的形式；结构函数的核依赖核子；以及核子中奇异海夸克分布和反奇异海夸克分布是否相同等。

参考文献

[1] Feynman R P, Gell-Mann M. Phys Rev, 1958,109:193.

[2] Leader E, Predazzi E. An introduction to gauge theories and the new physics. London: Cambridge University Press, 1983.

[3] Derman E. Phys Rev D, 1973,7:2755.

[4] Conrad Janet M, Michael H S, Bolton T. Rev Mod Phys, 1998,70:1341.

[5] Diemoz M, Ferroni F, Longo E. Phys Rept, 1986,130:293.

[6] Mishra Sanjib R, Sciulli F. Annu Rev Nucl Part Sci, 1989,39:259.

[7] Londergan J T, Thomas A W. Prog Part Nucl Phys, 1998,41:49.

[8] Callan C G, Gross D J. Phys Rev Lett, 1969,22:156.

[9] Cooper-Sarkar Amanda M, et al. Phys Lett B, 1984,141.
[10] Abramowicz H, et al. Z Phys C, 1984,25:29.
[11] Hanlon J, et al. Phys Rev D, 1985,32:2441.
[12] Guy J, et al. Z Phys C, 1987,36:337.
[13] Arnold R G, et. al. Phys Rev Lett, 1984,52:727.
[14] Bari G, et al. Phys Lett B, 1985,163:282.
[15] Yang U K. Ph. D Thesis. University of Rochester, 2001.
[16] Seligman W G, et al. Phys Rev Lett, 1997,79:1213.
[17] Zeller G P, et al. Phys Rev Lett, 2002, 88:091802.
[18] Tzanov M, et al. Phys Rev D, 2006, 74:012008.
[19] Berge J P, et al. Z Phys C, 1991,49:187.
[20] Onengut G, et al. Phys Lett B, 2006,623:65.
[21] Duan C G, Li G L, Shen P N. Eur Phys J C, 2006, 48:125.
[22] Eskola K J, Kolhinen V J, Salgado C A. Eur Phys J C, 1996,9:61; Eskola K J, Kolhinen V J, Ruuskanen P V. Nucl Phys B, 1998, 535:351.
[23] Hirai M, Kumano S, Nagai T H, Phys Rev C, 2004, 70:044905.
[24] Lai H L, et al. Phys Rev D, 1997, 55:1280.
[25] Stodolsky L. Phys Rev Lett, 1967,18:135
[26] Adler S L. Phys Rev B, 1964,135:963.
[27] Allport P P, et al. Phys Lett B, 1989,232:417.
[28] Bell J S. Phys Rev Lett, 1964,13:57.
[29] Fleming B T, et al. Phys Rev Lett, 2001,86:5430.
[30] Donnachie A, Landshoff P V. Z Phys C, 1994, 61:139.
[31] Arneodo M, et al. Nucl Phys B, 1997,483:3.
[32] Adams M R, et al. Phys Rev D, 1996,54:3006.
[33] Cabibbo N. Phys Rev Lett,1963,10:531. Kobayashi M, Maskawa T. Prog Theor Phys, 1973, 49:652.
[34] Aivazis M A G, Olness F I, Tung W K. Phys Rev Lett,1990,65:2339. Aivazis M A G, Olness F I, Tung W K, Phys Rev D, 1994,50:3085.
[35] Barnett R M. Phys Rev Lett,1976,36:1163. Georgi H, Politzer H D. Phys Rev D, 1976,14:1829.
[36] Collins P, Spiller T. J Phys G, 1985,11:1289.
[37] Peterson, Schlatter C D, Schmitt I. Phys Rev D, 1983, 27:105.
[38] Ushida N, et al. Phys Lett B, 1988, 206:477.
[39] Bazarko A O, et al. Z Phys C, 1995, 65:189.
[40] Rabinowitz S A, et al. Phys Rev Lett, 1993,70:134.
[41] Arnaudruz P, et al. Nucl Phys B, 1992,371:3.
[42] Goncharov M, et al. Phys Rev D, 2001,64:112006.
[43] Buras A J, Gaemers K J F. Nucl Phys B, 1978,132:259.
[44] Hylen J, et al. Fermilab Report, 1997, No. TM-2018.
[45] Kumano S. e-Print Archive:hep-ph/0310166.

索　引

5/18 规则	5/18 rule	368
EMC 效应	EMC effect	15,72
GDH 求和规则	Gerasimov-Drell-Hearn sum rule	230
J/Ψ 光生反应	J/Ψ photoproduction reaction	20,69
K 超导分光计	K superconducting spectrometer	307
NLO	Next Leading Order	59
Pretzlosity 效应	Pretzlosity effect	64
Q^2 重新标度机制	Q^2 rescaling model	76
QCD 标度能量	QCD scale-energy	34
QCD 求和规则	QCD sum rule	31,219
W 玻色子	W boson	225,349
x 重新标度机制	x rescaling model	77
β 衰变	β - decay	339
π 盈余模型	π excess model	74

A

阿根图	Argand plot	186

B

靶核散射	target nucleus scattering	246
半单举测量	semi-inclusive measurement	30
半经典程函近似	semi-classical eikonal approximation	6
半轻子衰变道	semi-leptonic decay channel	323
比约肯变量	Bjorken variable	10,49
比约肯标度变量	Bjorken scaling variable	29,70,95,366
比约肯标度假设	Bjorken scaling hypothesis	70
比约肯极限	Bjorken limit	10,45
比约肯求和规则	Bjorken sum rule	17
遍举测量	exclusive measurement	30
标度不变性	scaling invariance	10
标度函数	scale function	323
标度无关行为	scaling behavior	9

标准模型	standard model	28
玻恩近似	Born approximation	15,33
玻密子	pomeron	231
玻色子	boson	179
玻色子交换模型	boson exchange model	307
不变振幅	invariant amplitude	353
不变质量谱	invariant mass spectrum	165
不对称性	asymmetry	17
布莱特-维格纳共振	Breit-Wigner resonance	186
布朗-罗质量标度	Brown-Rho mass scale	252
部分子分布函数	the parton distribution functions	15
部分子模型	parton model	11
部分子融合-重组模型	parton fusion-recombination model	91
部分子演化模型	parton evolution model	82

C

粲夸克质量	the mass of c quark	378
粲偶素	charmonium	188
长程关联	long-range correlation	359
长程关联效应	long-range correlation effect	37
超荷	hypercharge	224
超核弱衰变	hypernucleus weak decay	277
超新星	supernova	329
超子激发态	hyperon excited state	243
超子谱	hyperon spectrum	243
成亚稳态	metastable state	106
程函近似	eikonal approximation	203
冲量近似	impulse approximation	5,71,191
传播子	propagator	205
磁激发	magnetic excitation	2
磁形状因子	magnetic form factor	3
淬火	quench	326

D

单电荷交换反应	single charge exchange reaction	197,217
单光子交换近似	single photon exchange approximation	4,69
单胶子交换势	single gluon exchange potential	235
单举测量	inclusive measurement	29
单举过程	inclusive process	9
单举微分截面	inclusive differential cross section	322
弹性散射	elastic scattering	2
氘核散射	deuteron scattering	246
低能定理	low energy theorem	60

狄拉克磁矩	Dirac magnetic moment	31
狄拉克粒子	Dirac particle	16
狄拉克形状因子	Dirac form factor	32
狄拉克旋量积	Dirac spinor product	321
点电荷	point charge	31
第一矩	first moment	54
电磁场	electromagnetic field	301
电磁探针	electromagnetic probe	1
电荷对称性	charge symmetry	39
电荷对称性破缺	charge symmetry broken	309
电荷共轭	charge conjugation	225
电荷交换反应	charge exchange reaction	180
电偶极矩	electric dipole moment	144
电弱理论	electro-weak theory	28
电形状因子	electric form factor	3
电子探针	electron probe	1
顶点	vertex	5
丢失质量谱	missing mass spectrum	271,308
动量转移	momentum transfer	1
短程关联	short-range correlation	198
短程关联效应	short-range correlation effect	38
对称性明显破缺	obvious symmetry broken	241
对称性自发破缺	spontaneous symmetry breaking	241
多重散射	multiple scattering	179

E

二重性	duality	179

F

反冲因子	recoil factor	31
反常磁矩	anomalous magnetic moment	31
反阴影效应	anti-shadow effect	82,91,249,374
反应道	reaction channel	141
反应机制	reaction mechanism	141,195
反中微子	antineutrino	330
非弹性截面	inelastic cross section	144
非弹性散射	inelastic scattering	2
非定域光学势	non-local optical potential	192
非相对论核多体理论	non-relativistic nuclear many-body theory	5
非相对论势模型	non-relativistic potential model	130
非相似跃迁	non-analogy transition	200
费恩曼图	Feynman diagram	5,184
费米耦合常数	Fermi coupling constant	365

费米气体模型	Fermi gas model	79,209
费米运动	Fermi motion	20,72,142
分波分析	partial-wave analysis	108,266
分析本领	analyzing power	160
分支比	branching ratio	324
丰质子核	proton-rich nucleus	217
丰中子核	neutron-rich nucleus	217
封闭近似	closure approximation	205
辐射修正	radiative correction	15
复合核反应	compound reaction	141
傅里叶变换	Fourier transform	30

G

干涉项	interference term	321
干涉效应	interference effect	294
格点 QCD	lattice QCD	28
格劳伯多重散射	Glauber multiple scattering	90
格劳伯理论	Glauber theory	246
格林算符	Green operator	151
共振产生	resonance production	356
共振区	resonance region	358
共振衰变	resonance decay	322
共振态	resonance state	147
关联函数	correlation function	193
关联效应	correlation effect	108
光谱学	spectroscopy	307
光生反应	photoproduction reaction	209,301
光学定理	optical theorem	60,181
光学极限近似	optical limit approximation	204
光学模型	optical model	161
光学势	optical potential	161
光致裂变	photofission	19
光子探针	photon probe	19,85
广义部分子分布	generalized parton distribution, GPD	30,48
归一化	normalization	78,91,321

H

海夸克	sea quark	74
荷电流过程	charged current process	344,374
核德雷尔-颜过程	nuclear Drell-Yan process	20,95
核多体理论	nuclear many-body theory	359
核费米气体模型	nuclear Fermi gas model	360
核介质	nuclear medium	37

核介质效应	in-medium nuclei effect	20,216,248
核力	nuclear force	105
核密度	kernel density function	309
核模型波函数	wave function of nuclear model	357
核束缚效应	nuclear binding effect	79
核修正因子	nuclear correction factor	325
核阴影效应	nuclear shadowing effect	16,72,85,374
核阴影因子	nuclear shadowing factor	90
核子靶	nucleon target	290
核子激发态	excited nucleon state	142,220
核子结构函数	nucleon structure function	5,74,81,365
核子膨胀	nuclei swellingness	253
横动量分布	transverse momentum distribution	326
横度	transversity	62
横向度分布	the transversity distribution	15
混合介子理论	mixing meson theory	105
混杂光学势模型	confounding optics potential model	262

J

激发方式	excitation mode	141
激发函数	excitation function	195
激发谱	excitation spectrum	290
级联过程	cascade process	190
极化	polarization	149
极化电子探针	polarized electron probe	16
极化结构函数	polarization structure function	17
价夸克	valence quark	76
价子模型	valon model	81
渐近自由	asymptotic freedom	106
胶子激发	gluon excitation	30
胶子球	gluon ball	165
胶子自旋	gluon spin	16
角动量	angular momentum	205
角分布	angular distribution	205
介子理论	meson theory	105
介子交换	meson exchange	178
介子交换理论	theory of meson exchange	105
介子自由度	meson degree of freedom	249
进动	precession	35
静态模型	static model	183

K

卡伦-格罗斯关系	Callan-Gross relation	71

康普顿波长	Compton wavelength	3
克莱因-戈登方程	Klein-Gordon equation	168,203
空间重叠因子	space-overlapping factor	92
库仑求和规则	Coulomb sum rule	37
夸克自旋	quark spin	16
夸克-部分子模型	quark-parton model	17
夸克-部分子图像	quark-parton picture	71
夸克海中的奇异夸克分布	the distribution of strange sea quark	379
夸克-胶子动力学	quark-gluon dynamics	130
夸克-胶子分布	quark-gluon distribution	82
夸克胶子耦合模型	quark gluon coupling model	297
夸克-胶子效应	quark-gluon effect	69
夸克禁闭	quark confinement	183
夸克禁闭势	quark confinement potential	235
夸克凝聚	quark condensate	168,220
夸克偶素	quarkonium	188,319
夸克数密度	the quark number density	15
夸克自由度	quark degree of freedom	249
宽度	energy width	211

L

雷杰理论	Regge theory	91
类点粒子	like-point particle	28,46
离壳	off-shell	256
离壳效应	off-shell effect	87,178
离势模型	separable potential model	183
李普曼-施温格尔方程	Lippmann-Schwinger equation	112,131,151,247
粒子多重性	particle multiplicity	322
粒子谱	particle spectrum	322
量子电动力学	quantum electrodynamics, QED	5
量子色动力学	quantum chromodynamics, QCD	28,106,165,174
流夸克	current quark	71
螺旋度	helicity	331
螺旋度分布	the helicity distribution	15
洛伦兹不变性	Lorentz invariance	11,60,342
罗森布卢特公式	Rosenbluth formula	3

M

盲分析法	blind analysis method	42
门口态	door-way state	205
蒙特卡罗法	Monte Carlo method	108
莫特截面	Mott cross section	6,31,46

N

内禀不对称参数	intrinsic asymmetry parameter	278
内禀自旋	intrinsic spin	40
能量分辨率	resolving capability	305
扭度	twist	61
扭曲波冲量近似	distorted wave impulse approximation, DWIA	204,270

O

偶极形状因子	dipole form factor	34,301
耦合常数	coupling constant	302
耦合道	coupled channel	205
耦合道模型	coupled channel model	302
耦合道输运模型	coupled channel transport model	360
耦合顶角	coupling vertex	185
耦合基矢	coupling basis vector	229
耦合矩阵	coupling matrix	294

P

跑动耦合常数	running coupling constant	119
泡利关联	Pauli correlation	248
泡利阻塞	Pauli blocking	37,161
泡利形状因子	Pauli form factor	32
泡利阻塞	Pauli blocking	37,161,276
碰撞参数	impact parameter	154
平均自由程	mean free path	142
平面波玻恩近似	pane wave Born approximation	32,202
平面波冲量近似	plane wave impulse approximation	359
坡密子结构函数	pomeron structure function	91
剖面函数	profile function	155

Q

奇特核	exotic nucleus	149
奇异反夸克	strange antiquark	245
奇异交换反应	strangeness exchange reaction	170
奇异夸克	strange quark	223
奇异粒子	strange particle	183
奇异数守恒	strangeness number conservation	226
奇异性协同产生过程	progress of strangeness collaborative production	319
强排斥	strong repulsion	229
强衰变	strong decay	273
强相互作用	strong interaction	5,223
强相互作用探针	strong interaction probe	21
强子	hadron	5,225

强子过程	hadronic process	240
强子结构函数	hadron structural function	323
强子衰变道	hadron decay channel	323
强子探针	hadron probe	289
强子物理	hadron physics	163
强子物质	hadronic matter	268,289
强子张量	hadron tensor	5,44,70,365
轻子数	lepton number	198
轻子型弱衰变	lepton weak decay	225
轻子张量	lepton tensor	5,44,70,365

R

轫致辐射	bremsstrahlung	19
弱超荷	weak hypercharge	343
弱荷	weak charge	338
弱流	weak current	338
弱耦合壳模型	weak coupling shell model	279
弱排斥	weak repulsion	229
弱同位旋	weak isospin	343
弱统一理论	unified electro-weak theory	338
弱相互作用的费米理论	Fermi theory of weak interaction	338
弱相互作用探针	weak interaction probe	21

S

萨克斯形状因子	Sachs form factor	33
散裂反应	spallation reaction	172
散射长度	scattering length	118,310
散射角	scattering angle	32
散射振幅	scattering amplitude	124,184,229
散射振幅矩阵元	matrix element of scattering amplitude	320
色八重态	color octet	239
色磁力	color magnetic force	107
色散关系	dispersion relation	60,168
深度非弹性散射	deep inelastic scattering, DIS	9,374
深度虚康普顿散射	deeply virtual Compton scattering, DVCS	50
时间反演不变性	time reversal invariance	143
实光子	real photon	29
矢量介子	vector meson	148
矢量流守恒	the conservation of vector current, CVC	375
矢量为主模型	vector dominance model, VDM	88
收缩效应	pinch effect	327
手征 SU(3)夸克模型	chirality SU(3) quark model	239
手征对称性	chiral symmetry	105,179,318

手征阶数	chiral degree	121
手征夸克模型	chiral quark model	107
手征耦合常数	chiral coupling constant	110
手征耦合道	chiral coupledchannel	243
手征-奇	chiral-odd	63
手征微扰论	chiral perturbation theory	108,168,241
手征幺正理论	chiral unitary theory	211
首阶扭度	leading twist	50
输运模型	transport model	302
束动量	beam momentum	244
束缚核子部分子分布	the parton distribution of bound nucleus	373
束缚态	bound state	167
衰变分支比	decay branching ratio	296
衰变宽度	decay width	185
双轻子谱	dilepton spectrum	322
双重 x 重新标度模型	double x rescaling model	81
四动量转移	four-momentum transfer	28

T

天体核合成	nucleosynthesis	357
同位旋	isospin	187
同位旋对称性	isospin symmetry	13,56
同位旋矢量 EMC 效应	isospin vector EMC effect	16
同位旋相似态	isospin analog state	159,197
同位旋张量	isospin tensor	203
退耦	decoupled	318

W

微分截面	differential cross section	111,195
微观输运模型	microscopic transport model	359
微扰 QCD	perturbative QCD	19
微扰论	perturbation theory	108
唯象密度相关模型	Phenomenological density correlation model	262
味交换	flavor exchange	326
味振荡	flavor oscillation	349
无规位相近似方法	random phase approximation, RPA	357
五夸克态	five-quark state	267

X

西韦尔斯效应	Sivers effect	64
吸收截面	absorption cross section	206
相对论核多体理论	relativistic nuclear many-body theory	5
相对论耦合道	relativistic coupled channel	241

相对论平均场模型	relativistic mean field model	262
相干产生	coherent production	102,162
相干效应	interference effect	40
相互作用玻色子模型	interacting boson model	205
相移	phase shift	111
相移分析	phase shift analysis	111,181
响应函数	response function	5
协联产生反应	associate production reaction	169
形状因子	form factor	2,184
虚光子	virtual photon	1,44,307

Y

衍射物理	diffraction physics	322
赝标介子	pseudoscalar meson	148,224
赝标量	pseudoscalar	40
赝标耦合常数	pseudoscalar coupling constant	321
幺正性	unitarity	60
有限核	finite nucleus	5
有限力程	finite range	204
有效场论	effective field theory	2,241
有效拉格朗日量	effective Lagrangian	21
有效力程	effective range	118
有效质量	effective mass	11
右旋反中微子	right antineutrino	331
宇称守恒	parity conservation	143
宇宙射线	cosmic ray	178
预平衡反应	pre-compound reaction	141
原子核结构	nuclear structure	69
云袋模型	cloud bag model	18
因子化定理	factorization theorem	49

Z

在壳	in-shell	256
在阈能	threshold energy	146
张量荷	tensor charge	63
张量力	tensor force	108
直接反应	direct reaction	141
质量谱	mass spectrum	296
质心关联	center-of-mass correlation	248
质心能量	center-of-mass energy	244
质心系	center-of-mass system	22
质子探针	proton probe	290
质子自旋危机	proton spin crisis	17

中微子	neutrino	44,226,374
中微子工厂	neutrino factory	329
中微子混合角	neutrino mixing angle	333
中微子束流	neutrino beam	348
中微子探针	neutrino probe	329
中微子物理	neutrino physics	330
中微子振荡	neutrino oscillation	333
中性弱轴形状因子	neutral weak axial form factor	40
中性弱强子流	neutral weak hadron current	39
中性弱形状因子	neutral weak form factor	39
中性矢量玻色子	neutral vector boson	349
重超核	heavy hypernucleus	271
重夸克对称性	heavy quark symmetry	319
重离子碰撞	heavy ion collision	293
重味超子	heavy hyperon	326
重味奇特强子	exotic hadrons with heavy flavors	318
重味矢量介子	vector meson with heavy flavors	317
重味赝标介子	pseudoscalar meson with heavy flavors	317
重子	baryon	5
重子谱	baryon spectrum	163
重子数	number of baryon	278
轴矢量	axial vector	40
轴矢流部分守恒	the partial conservation of axial current,简称 PCAC	375
轴矢形状因子	axial vector form factor	358
转动不变性	rotational invariance	202
准弹性散射	quasi-elastsic scattering	4
自能修正	self-energy correction	205
自旋-轨道耦合	spin-obit coupling	150
自旋-轨道耦合力	spin-orbit coupling force	305
自旋结构	spin structure	17
自旋危机	spin crisis	52
自旋无关的结构函数	spin-independent structure function	30
自旋相关的结构函数	spin-dependent structure function	30
自旋转动参数	spin rotation parameter	160
自由度	degree of freedom	150
纵向极化	longitudinal polarization	17
总角动量	total angular momentum	299
总截面	total cross section	132,195
组分夸克	constituent quark	17,58
组分夸克集团	constituent quark cluster	107
组分夸克模型	constituent quark model	81
左旋中微子	left neutrino	331

后　记

从本书开始策划至今，几易书稿，历时六年，现在终于和读者见面了。六年来，中高能核物理在许多重要方面又取得了令人瞩目的进展。遗憾的是，本书未能全部涵盖这些新进展。

宁平治教授毕生从事原子核物理的教学和研究工作。从本书的策划到撰写，他都付出了大量的辛勤劳动，尽力将他多年的知识积累和丰富的研究成果呈现给读者，甚至抱病完成了某些章节的撰写。他还一直负责有关出版的事务。遗憾的是，未能看到本书的校样，宁平治教授就与世长辞了。作为宁老师的学生，彭光雄教授接过了本书出版的后续工作，为本书的出版付出了大量的时间和精力。

本书的出版也是对宁平治教授的一种缅怀。



宁平治 1938年出生于北京市。南开大学教授、博士生导师，天津市“九五”立功奖章获得者。多年从事原子核物理理论的研究和教学工作，并承担和完成了多项国家科研项目。曾任南开大学物理系副主任、中国核物理学会理事等。著有《原子核物理基础：核子与核》、《奇异性核物理》等。



姜焕清 1939年出生于河南省固始县，1964年毕业于兰州大学现代物理系核物理专业。中国科学院高能物理研究所研究员、博士生导师，多年从事中高能核物理的理论研究。1978年起，曾多年在德国、美国、西班牙等国从事中高能强子与原子核相互作用的合作研究，先后负责和参加多项国家自然科学基金项目和中国科学院重大课题。



厉光烈 1940年出生于江苏省南京市。1966年南京大学物理系研究生毕业分配到高能物理研究所工作，现任研究员、博士生导师和《现代物理知识》杂志主编。主要从事原子核物理、粒子物理和天体物理理论的研究工作，已发表学术论文140余篇，其中研究项目“EMC效应及有关物理问题”获得了1995年度中国科学院自然科学一等奖。

责任编辑：赵　伟　　封面设计：戚永昌

www.sstp.cn
上架建议：物理学

ISBN 978-7-5478-1353-9

定价：128.00元

易文网：www.ewen.cc