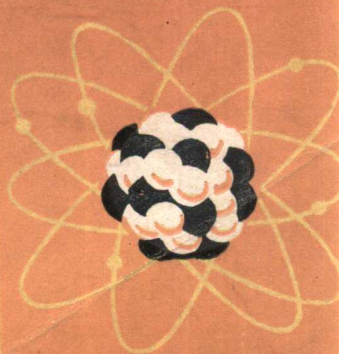


核与粒子

(下 册)

E. 薛 格 雷 著

科 学 出 版 社



内 容 简 介

核 与 粒 子

(下册)

E. 薛格雷 著

徐四大 易余萍 张静懿 译
刘歧元 曲长芝

陆祖荫 校

科学出版社

1985

内 容 简 介

本书是著名物理学家,诺贝尔物理奖金获得者 E. 薛格雷著的关于核物理及粒子物理的入门教材,一直深受物理工作者的欢迎。中译本按 1977 年原书新版译出。在新版中补充了许多核物理及粒子物理发展的新内容。全书分为三部分,共二十章。第一、二部分扼要介绍核物理的理论、实验技术和实验方法;第三部分从实验角度介绍粒子物理学。本书内容丰富,叙述简明扼要。中译本分上、下册出版,前九章为上册,后十一章为下册。本书可供理论物理、核物理工作者和有关专业师生参考。

E. SEGRÈ

NUCLEI AND PARTICLES

W. A. Benjamin, Inc., 1977

核 与 粒 子

(下 册)

E. 薛格雷 著

徐四大 易余萍 张静懿 译
刘歧元 曲长芝

陆祖荫 校

责任编辑 荣毓敏

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1985 年 4 月第 一 版	开本: 850×1168 1/32
1985 年 4 月第一次印刷	印张: 16 3/8
印数: 0001—3,400	字数: 433,000

统一书号: 13031·2870

本社书号: 3966·13—3

定 价: 4.60 元

目 录

上 册

第一章 历史和导言	1
-----------	---

第一部分 方 法

第二章 辐射通过物质	17
第三章 核辐射探测方法	83
第四章 粒子加速器	127
第五章 放射性衰变	165

第二部分 核

第六章 核结构及核分类学基础知识	202
第七章 α 辐射	314
第八章 γ 辐射	335
第九章 β 衰变	382

下 册

第十章 二体系统与核力	437
§ 10-1 氦核	438
§ 10-2 低能中子-质子散射	440
§ 10-3 质子-质子系统和散射	444
§ 10-4 核力的电荷无关性——同位旋	449
§ 10-5 自旋依赖性与张量力	461
§ 10-6 核子-核子力;交换力	464
§ 10-7 极化;高能核散射	474
§ 10-8 慢中子被氢俘获	484

§ 10-9 氘核的光分裂	488
参考文献	489
习题	490
第十一章 核反应	493
§ 11-1 引言	493
§ 11-2 截面的一般特性	497
§ 11-3 逆反应——细致平衡	501
§ 11-4 反应机制,复合核(定性的描述)	504
§ 11-5 形式的发展——散射矩阵	518
§ 11-6 共振	527
§ 11-7 光学模型	539
§ 11-8 复合核——能级密度	544
§ 11-9 直接反应	552
§ 11-10 裂变过程	563
§ 11-11 重离子核反应	586
§ 11-12 光核反应	592
§ 11-13 “中能”反应	599
参考文献	604
习题	605
第十二章 中子	608
§ 12-1 中子源	608
§ 12-2 中子的慢化	612
§ 12-3 单能中子源的中子能量分布	618
§ 12-4 距点源的平均距离与能量的关系	620
§ 12-5 扩散理论——引言	623
§ 12-6 年龄方程	624
§ 12-7 热中子扩散	628
§ 12-8 链式反应堆	632
§ 12-9 反应堆动力学	641
§ 12-10 增殖和转换	644
§ 12-11 聚变反应	645
§ 12-12 氢散射体的化学结合能效应	650

§ 12-13	低能中子在复杂核上的散射	652
§ 12-14	散射长度的确定	653
§ 12-15	正氢与仲氢中的散射	656
§ 12-16	晶体中的干涉现象	658
§ 12-17	折射率	663
§ 12-18	慢中子束的极化	666
	参考文献	668
	习题	669

第三部分 粒 子

第十三章	粒子物理引言	671
§ 13-1	粒子的一般概念,命名和分类	671
§ 13-2	协同产生,奇异性	684
§ 13-3	相互作用,守恒定律	692
§ 13-4	一些新的对称性和选择定则	695
§ 13-5	CPT 定理	700
§ 13-6	交叉关系	701
§ 13-7	质量、寿命及粒子其他性质的实验	705
	参考文献	713
	习题	714
第十四章	轻子	717
§ 14-1	中微子	717
§ 14-2	μ 子的产生和衰变	718
§ 14-3	μ 子俘获	724
§ 14-4	μ 子的自旋和磁矩	726
	参考文献	734
	习题	734
第十五章	π 介子和其他玻色子	735
§ 15-1	汤川相互作用	735
§ 15-2	π 介子的自旋	739
§ 15-3	内禀宇称	743
§ 15-4	π 介子的同位旋	749

§ 15-5	π 介子-核子散射和共振	753
§ 15-6	π 介子的核碰撞产生及光产生	764
§ 15-7	ρ, ω 和其他强衰变玻色子	766
§ 15-8	达立兹图	772
§ 15-9	η 和 K 介子	780
§ 15-10	周缘碰撞	782
	参考文献	786
	习题	787
第十六章 重子		789
§ 16-1	重子的产生	789
§ 16-2	重子自旋的测量	797
§ 16-3	超碎片	798
	参考文献	802
	习题	802
第十七章 强子的分类, 夸克和 $SU(3)$		804
§ 17-1	坂田模型, 夸克	804
§ 17-2	夸克的结合	807
§ 17-3	质量公式	814
§ 17-4	用 $SU(3)$ 和夸克模型推测的截面	818
§ 17-5	雷其再现	819
§ 17-6	粲数	822
§ 17-7	色	826
	参考文献	829
	习题	830
第十八章 形状因子和 e^+e^- 碰撞		832
§ 18-1	核子的形状因子	832
§ 18-2	电子-质子非弹性散射	838
§ 18-3	正负电子碰撞	843
§ 18-4	ψ -粒子	846
	参考文献	852
	习题	852
第十九章 再论弱相互作用		853

§ 19-1	守恒流	853
§ 19-2	奇异衰变中的选择定则、卡比玻理论	858
§ 19-3	中性流;电磁相互作用与弱相互作用的统一	864
§ 19-4	中间玻色子	866
§ 19-5	另外一些弱衰变的例子	867
§ 19-6	$K^0-\bar{K}^0$ 二重态	872
§ 19-7	K 衰变中的 CP 破坏	880
	参考文献	882
	习题	883
第二十章	强子的高能碰撞	884
§ 20-1	引言	884
§ 20-2	高能碰撞的统计理论	887
§ 20-3	高能碰撞的主要特点	889
§ 20-4	衍射散射	898
§ 20-5	交换碰撞;雷其极点	900
§ 20-6	单举反应;标度无关性	904
	参考文献	912
	习题	912
附录 A	恒定的有心力的散射	914
附录 B	有效力程	920
附录 C	极化束(自旋 $1/2$) 的描述	923
	习题	928
附录 D	二体碰撞的动力学	929
	参考文献	931
	习题	932
附录 E	角动量的合成	934
索引		940

第十章 二体系统与核力

在这一章里，我们将处理有特殊性质的核力问题。这种力的性质现在仍未完全了解，因此，不可能用处理电磁力那样的严密演绎方法来处理核力。我们将用半经验方法，从最简单的情况开始进行讨论。质子对中子的散射和核的结合直接证明了核力一定不是电磁力。散射实验还显示了这种力的力程很短，它们的“作用半径”仅有 10^{-13} 厘米量级。核力在这样小的距离内的强度要远大于电磁力。否则，核将会由于质子的库仑斥力而崩解。

第六章的半经验质量公式所概括的事实，也使我们得出其它几个与核力有关的结论。最值得注意的是，一个核的结合能正比于核子的数目；核物质的密度近似为常数。这使我们推断出核力具有类似于固体和液体中分子间作用力所出现的“饱和性”。

汤川理论假定核力是由一种场产生的，这种场的量子是 π 介子。按照这种观点，研究核力的第一步应当研究 π 介子-核子间的相互作用。然而，传递核子-核子相互作用还有更多的粒子，我们至今仍不可能根据场论来导出核力。

为了越过种种障碍，我们将唯象地从最简单的问题——两核子的相互作用入手。由于中子-质子系统没有电磁力（忽略纯粹的磁自旋-自旋相互作用）或者泡利原理所引起的复杂性，我们将从这个系统开始研究。虽然在以后为了要说明实验事实，我们将不得不引入自旋，但是我们还是从忽略自旋开始讨论。比较中子-质子系统和质子-质子系统的结果，将启发我们导出同位旋的概念。最后我们将考虑把得到的结果推广到多于两核子的系统。处理的方法本质上是唯象的。与介子理论的关系将在第十五章简略地叙述。

§ 10-1 氘核

关于氘核的实验数据如下：结合能，2.2246MeV；自旋，1；磁矩， $0.85742\mu_N$ ；电四极矩， $2.875 \times 10^{-27}\text{cm}^2$ 。此外，在大的能量范围内，我们还有许多精确的中子-质子散射截面和氘核的光分裂数据。

假定中子-质子间为吸引力,是一个半径为 r_0 , 深度为 V_0 的方势阱,我们可以得到束缚的中子-质子系统(即氘核)最简单的可能的模型。结合能给出了 r_0 与 V_0 间的关系(图 10-1)。

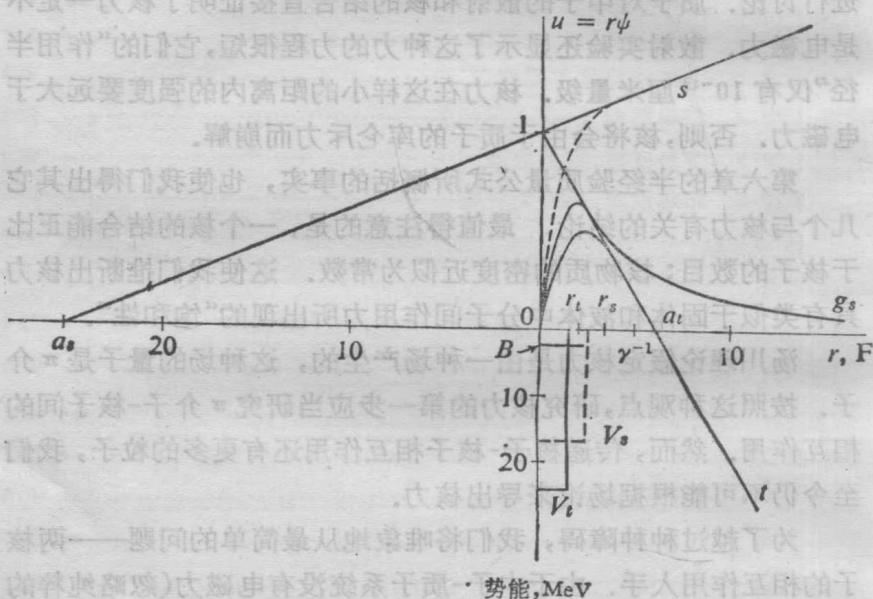


图 10-1 势阱和对于矩形阱的本征函数: s 为单态本征函数, 能量为零; t 为三重态本征函数, 能量为零; 归一化要求 $u(0) = 1$; g_s , 基态本征函数(未归一化); $B = 2.225 \text{ MeV}$.

阱半径 $r_t = 2.02F$ $V_t = -36\text{MeV}$ 阱半径 $r_s = 2.60F$ $V_s = -14\text{MeV}$
$$\gamma^{-1} = 4.32\text{F}$$

因为我们发现位势依赖于自旋的相对取向, 我们以 V_t 和 V_s 分别表示三重态和单态的势阱的深度.

从氘核的自旋值以及它的接近于质子与中子磁矩之和的磁矩值表明, 氘核的基态轨道运动的角动量为零, 而且自旋互相平行。因此, 我们预期氘核的基态是 3S_1 态。但是这个假定并不严格地成立, 因为电四极矩的期望值

$$\langle ^3S_1 | 3z^2 - r^2 | ^3S_1 \rangle$$

对于球对称本征函数为 0, 因此这样的假定将排除它有电四极矩。由此必须得出结论, 上述假定只是近似地正确。事实上, 氘核基态的本征函数有 0.07 的几率在 3D_1 态和 0.93 的几率在 3S_1 态。

由于弱相互作用宇称不守恒, 我们也可以找出在相反宇称的 3P_1 态的几率, 但是此几率很小, 其影响可以忽略。

对于 3S_1 态, 这个系统的薛定谔方程是

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_t) u = 0, \quad (10-1.1)$$

式中 μ 是约化质量 $M_p M_n / (M_p + M_n) \cong M/2$, $u = r\phi(r)$, r 是核子间距离。如果 E 是负的, 这个态是束缚态, $-E$ 就是结合能。对于方势阱, 方程 (10-1.1) 的解是:

$$u = A \sin k_t r \quad r \leq r_0 \quad k_t = \frac{1}{\hbar} [M(E - V_t)]^{1/2}, \quad (10-1.2)$$

$$u = B e^{-\gamma(r-r_0)} \quad r \geq r_0 \quad \gamma = \frac{1}{\hbar} (M|E|)^{1/2}.$$

u 和 u' 在 $r = r_0$ 处要求连续, 所以

$$\frac{u'(r_0)}{u(r_0)} = k_t \cot k_t r_0 = -\gamma$$

和

$$A = \frac{B(k_t^2 + \gamma^2)^{1/2}}{k_t}. \quad (10-1.3)$$

把氘核的结合能代入式 (10-1.2) 给出

$$\gamma = 2.32 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}.$$

如果 r_0 已知, 连续性关系给出 V_t 。在几个 MeV 能量时, 中子-质子碰撞实验给出 r_0 的近似值的数量级约 $10^{-13} \text{ cm} = 1\text{F}$ 。电子散射实验(见第六章)曾给出了同样数量级的半径值。为了明确

起见,我们假定 $r_0 = 2.8F$, 它相应于 π 介子的康普顿波长 $\hbar/m_\pi c$ 的两倍。从介子理论(见第十五章)的观点看,这是一个合理的值。

把此值代入式(10-1.2), 给出

$$V_c = -21\text{MeV}. \quad (10-1.4)$$

在图 10-1 中,绘出了考虑到全部低能实验数据的本征函数。归一化要求

$$4\pi A^2 \int_0^{r_0} \sin^2 k_c r dr + 4\pi B \int_{r_0}^{\infty} e^{-2r(r-r_0)} dr = 1. \quad (10-1.5)$$

由上面给出的 r_0 和 γ 值,第二个积分比第一个积分约大一倍。因此,氦核中的核子只有三分之一时间在核力力程内,而其余三分之二时间,它们处在 r_0 的范围之外。归一化波函数的一个粗糙的,但是简单的近似是

$$u(r) = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^{1/2} e^{-\gamma r}. \quad (10-1.6)$$

我们可以把 $1/\gamma$ 称为氦核的“半径”(4.32F)。用矩形势阱的好处是得到的结果不依赖于这种势阱的形状。对于势阱形状的没有多余假定的精致的数学推导,见附录 B。

§10-2 低能中子-质子散射

我们可以用上面得到的势阱深度的值来计算低能中子-质子散射。所谓低能,即是只有 s 波起作用 ($\lambda \gg r_0$)。在数值上, $\lambda = 9.10/E^{1/2}$, 此处 λ 以费米为单位,而 E 是实验室系的动能,单位是 MeV。

由于 $n-p$ 的总截面在实验上和理论上的重要性,所以它们的值在许多能量下被测量过。图 10-2 给出了这些测量结果。靶物质总是含氢的化合物,或者液态氢,因为用原子氢是不现实的。当中子能量小于或者可与氢原子的化学键能相比拟时,其结果是分子作为一个整体发生作用,且散射截面增加到自由原子时截面的四倍。增加到四倍的原因将在第十二章讨论。为了避免由于化学键引起的复杂性,我们比较一些能量在几个电子伏特时的截面。

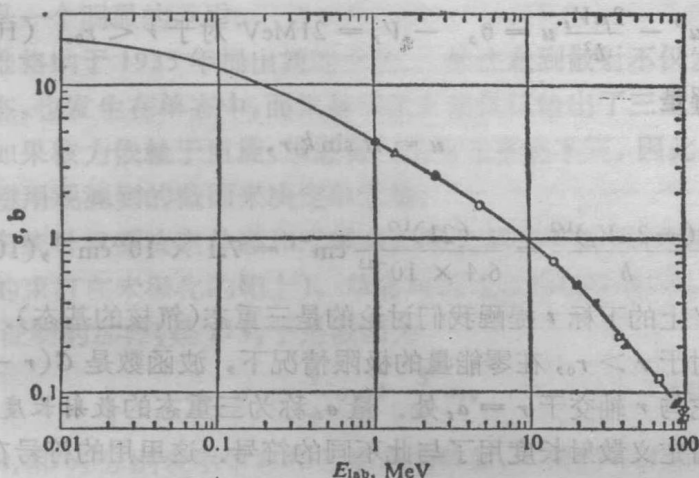


图 10-2 氢原子对于能量在 10^4eV 和 100MeV 间的中子的总截面。在此能区内总截面实际上等于弹性散射截面。在低能的情况下，弹性散射截面趋于 20.3b ，俘获截面是 $0.33[2200/v(\text{ms}^{-1})]\text{b}$ 。这些值一直保持到能量为 1eV ，可以与氢的化学结合能相比拟时为止。画出的是对数-对数图。能量与截面均为实验室系中值。

在此能区内，当 $1 < E < 1000\text{eV}$ ，截面为 20.3b ，在 1% 或 2% 内保持为常数。在此情况下， λ 仍比核力力程大得多，这个条件保证了只有 s 波 ($l = 0$) 散射。比较的结果是：实验得到的散射截面看来与上面给出的氘核基态 (3S_1) 势阱导出的结果不一致。

下面将证明上述论点的正确性。利用散射理论(见附录 A)的一个结果，得到

$$\sigma = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0, \quad (10-2.1)$$

式中 δ_0 是 s 波的相移。对于方势阱可以很容易算出此式。如果 $E \ll V(r)$ ，我们可以用两条正弦曲线来近似表达这个波函数，其一相应于阱内波函数，它的波长大大地短于波函数阱外部分的波长，换言之，在阱内 ($r < r_0$) 这个波函数是一条曲线，而在阱外 ($r > r_0$)，此波函数事实上变成了一条直线。在 $r = r_0$ 处，此直线的斜率可由写出 $r < r_0$ 处的函数 u 而求出。这里 u 满足零能量 ($E \rightarrow 0$) 的方程 (10-1.1)

$$u'' - \frac{2\mu V_i}{\hbar^2} u = 0, \quad -V_i = 21\text{MeV} \text{ 对于 } r < r_0. \quad (10-2.2)$$

它的解是

$$u = A \sin k_i r,$$

其中

$$k_i = \frac{(-2\mu V_i)^{1/2}}{\hbar} = \frac{(21)^{1/2}}{6.4 \times 10^{-13}} \text{ cm}^{-1} = 7.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}, \quad (10-2.3)$$

k 和 V 上的下标 i 提醒我们讨论的是三重态(氘核的基态)。

对于 $r > r_0$, 在零能量的极限情况下, 波函数是 $C(r - a_i)$; 因此它与 r 轴交于 $r = a_i$ 处. 量 a_i 称为三重态的散射长度. (某些作者定义散射长度用了与此不同的符号. 这里用的符号在高能物理学的最近工作中是特别确切的.) 在 $r = r_0$ 处联结两函数, 我们有

$$\frac{u'(r_0)}{u(r_0)} = k_i \cot k_i r_0 = \frac{1}{r_0 - a_i}; \quad (10-2.4)$$

或者

$$a_i = r_0 - \frac{1}{k_i} \tan k_i r_0 = r_0 \left(1 - \frac{1}{k_i r_0} \tan k_i r_0 \right). \quad (10-2.5)$$

图 10-1 表明相移 δ_0 就是 $-a_i/\lambda$, 表征 u 的直线是波长为 $2\pi\lambda$ 的正弦曲线在 $\lambda \rightarrow \infty$ 时的极限. 此正弦曲线并不从原点起始, 而是起始于横轴上的 a_i 点. 因此这个正弦函数就是

$$\sin\left(\frac{r}{\lambda} - \frac{a_i}{\lambda}\right). \quad (10-2.6)$$

这意味着相移等于

$$\delta_0 = -\frac{a_i}{\lambda}. \quad (10-2.7)$$

因此, 对于 $\lambda \rightarrow \infty$ 截面的极限值

$$\sigma_i = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0 \rightarrow 4\pi a_i^2. \quad (10-2.8)$$

用相应于氘核结合能推导出的势 ($V_i = -21\text{MeV}$) 的 k_i 值和通常的 $r_0 = 2.8\text{F}$, 我们得到 $\sigma = 4.4\text{b}$, 而不是实验值 $20.36 \pm 0.05\text{b}$. 在合理范围内变化 r_0 值也不能对此结果有明显的改进, 因

此这是一个明显的矛盾。

维格纳于 1935 年提出新的方法。他注意到散射不仅发生在三重态,也发生在单态中,而氘核的结合能仅仅给出了三重态的信息。如果核力依赖于自旋,单态势可以与三重态不同,因此,我们可以使用观测到的截面来决定单态势。

在统计权重决定单态和三重态相对机率的碰撞中(也就是未极化的束打在未极化的靶上),单态与三重态的相对机率,正如 §6-4 证明的那样,是 1:3,于是截面为

$$\sigma = \frac{1}{4} \sigma_s + \frac{3}{4} \sigma_t, \quad (10-2.9)$$

式中 σ_s 和 σ_t 分别表示单态和三重态的截面。我们可以用计算值 $\sigma_t = 4.4b$ 和关于 σ 的实验数据来计算 σ_s 。从而可以计算 V_s 。为了拟合实验数据,我们必须有(以靶为单位)

$$20.36 = \frac{3}{4} (4.4) + \frac{1}{4} \sigma_s. \quad (10-2.10)$$

由此式得出 $\sigma_s = 4\pi a_s^2 = 68b$ 和 $|a_s| = 23.7F$ 。将 a_s 的值代入式 (10-2.5) 中,或者最好代入 a_s 的方程中,得到

$$k_s = \frac{(2\mu |V_s|)^{1/2}}{\hbar} = 5.28 \times 10^{12} \text{cm}^{-1} \text{ 和 } V_s = -11.5 \text{MeV}. \quad (10-2.11)$$

a_s 的符号不能由仅仅给出 a_s^2 的截面的简单测量决定。为了确定符号,我们利用正氢和仲氢在散射中出现的干涉效应,发现 a_s 是负值,而 a_t 的符号是正的(见第十二章)。

通过 $k \rightarrow 0$ 时与式(10-2.7)一致的关系式

$$-ka(k) = \tan \delta_0 \quad (10-2.12)$$

来定义散射长度,可以把散射长度的概念推广到能量不等于零的情况。按照 $a(k)$ 的这个定义,式(10-2.8)给出

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{1}{1 + \cot^2 \delta_0} = \frac{4\pi}{k^2 + a^{-2}(k)}. \quad (10-2.13)$$

式(10-2.13)是方便的,并且表明, $a(k)$ 的知识足以完整地确定 s 波的散射。

通常, $a(k)$ 可以用一简单的和重要的公式来近似, 此式是式 (10-2.7) 对于 $k \rightarrow 0$ 时的推广,

$$\frac{1}{a(k)} = -k \cot \delta_0 = \frac{1}{a(0)} - \frac{1}{2} r_0 k^2 + \dots \quad (10-2.14)$$

式中 r_0 称为势的有效力程 (见附录 B)。式 (10-2.14) 虽然是近似的, 但它的下一项只是一个具有很小系数 (~ 0.10) 的 $k^4 r_0^3$ 。有效力程的物理意义相当于中子与质子相互作用的平均距离。不要把有效力程与矩形阱宽度 [式 (10-2.5) 中的 r_0] 或者其他形式势的长度参数相混淆。虽然对于一个给定的位势, 这两个参数相关, 并且常常差不多是同样的值。值得注意的是, 在这个极好的近似中, 低能时的整个中子-质子散射只需要用两个参数: 散射长度与有效力程来描述。低能测量也不能提供比这两个更多的参数。

有效力程的近似已被推广到 $l \rightarrow 0$ 的波和不是核子-核子的系统, 它是描述多种散射现象的有效方法。它也可以形式地推广到氦核的束缚态, 就像在图 10-1 所显示那样, 此时 r [式 (10-1.2)] 相应于 $1/a_s(k)$ 。对于束缚态, k 是虚数, 它等于 $i|\gamma|$, 因此, 式 (10-2.14) 变成

$$r = a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 r^2 + \dots \quad (10-2.15)$$

如果后面的项与其他项相比可以略去, 那么氦核的半径就等于散射长度。当然, 这指的是束缚的三重态。

改进近似并仔细地与实验比较给出

$$a_t = 5.42F \quad r_{0t} = 1.73F$$

$$a_s = -23.71F \quad r_{0s} = 2.73F$$

(误差和讨论见 Noyes 1972 的原文) 这些数值概括了从低能 ($< 10\text{MeV}$) 中子-质子散射得到的全部信息。从这些数据和公式 (10-2.5) 得到数值 $r = 0.232 \times 10^{13} \text{cm}^{-1}$ 。图 10-3 表示了由上述常数计算的单态和三重态散射的不同贡献和实验的总截面。

§10-3 质子-质子系统和散射

从中子-质子系统过渡到质子-质子系统我们发现有两个主要

的区别：(1)除了核力以外，我们还必须加上库仑斥力；(2)质子的全同性带来某些量子力学的复杂性 (Mott 1930)。我们将首先考虑第二点。

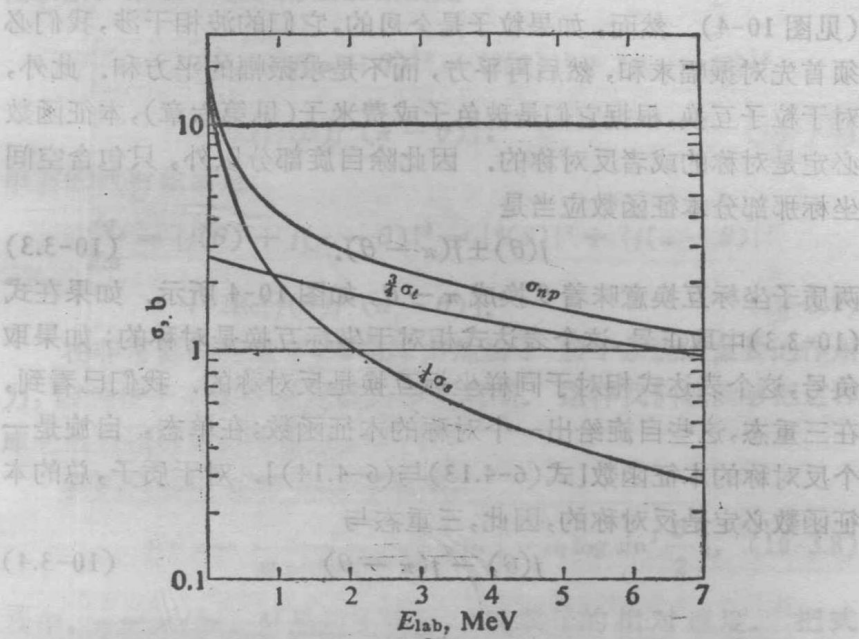


图 10-3 中子-质子散射截面具有两个成分：单态散射 ($\frac{1}{4} \sigma_s$) 和三重态散射 ($\frac{3}{4} \sigma_s$)。二者的贡献与它们的和表示于图中。纵坐标为对数标度 [取自 (BW52)]。

对于质子-质子系统，泡利原理的第一个重要的推论是仅能存在 $^1S, ^3P, ^1D$ 等态。为了证明这个推论，考虑本征函数的球谐部分。两质子互换，相当于 θ 换成 $\pi - \theta$ ，此时球谐函数要乘以 $(-1)^l$ ， l 是轨道角动量。因此，自旋本征函数对于 l 为偶必定是单态，对于 l 为奇必定是三重态，这样完全的本征函数才能根据泡利原理的要求来改变符号。

此外，我们已经看到，散射截面与附录 A 中的 $f(\theta)$ 有关，其关系是

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = |f(\theta)|^2. \quad (10-3.1)$$