



## 第四章 相互作用

交换力的概念 (书P.109、P.352)

粒子的运动和变化离不开相互作用。在经典力学中，我们知道，运动规律由牛顿方程，或等效的哈密顿或拉格朗日方程来描写，相互作用以力或作用势的形式进入方程。在量子力学中，描写运动规律的是 $H\Psi=i\partial\Psi/\partial t$ ，相互作用也是出现在哈密顿量 $H$ 中。量子力学中的运动就是状态波函数的变化，实际要运算的是截面和跃迁概率等量，常用的办法是从薛定谔方程出发，写出相应的矩阵元并加以计算。

粒子物理涉及到的是微观高能的问题，需要既是量子化又是相对论的理论，这就是量子场论，它要求相互作用场的量子化和引入相应的传播相互作用的粒子。相互作用发生时，是一份一份的物理量以一定的速度在空间传播，这实际上就是相互作用粒子的概念。

## 测不准关系与交换粒子

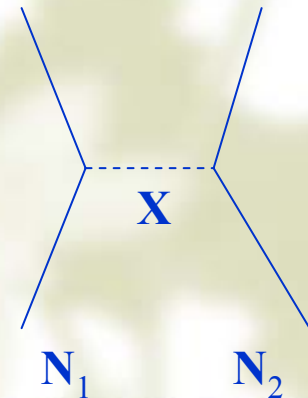
$$N_1 \rightarrow N_1 + X, \quad X + N_2 \rightarrow N_2$$

在交换过程中，能量的不确定度为  $m_X c^2$ 。力程

$$R \sim c\Delta t = c \frac{\hbar}{m_X c^2} \approx \frac{200 \text{MeV} \cdot \text{fm}}{m_X c^2}$$

$$m_X c^2 \rightarrow 0, \quad R \rightarrow \infty;$$

$$m_X c^2 \sim 100 \text{MeV}, \quad R \sim 2 \text{fm}$$



1935年，汤川秀树建立核力的介子场论。他认为核子-核子间的相互作用是由于交换介子而引起的，并且由力程预言介子的质量介乎电子质量和核子质量之间，是电子质量的200多倍。实验上，首先探测到的质量在电子和核子之间的粒子是 $\mu$ 子，其质量

$$m_{\mu} = 206.6m_e = 105.66\text{MeV}/c^2$$

但 $\mu$ 子与核子的作用很弱，不是核力这种强作用所交换的粒子。1947年，泡威尔（Powell）等从实验上发现了汤川预言的介子，称 $\pi$ 介子。带有正、负电荷和不带电的三种 $\pi$ 介子分别记作 $\pi^+$ 、 $\pi^-$ 和 $\pi^0$ 。 $\pi$ 介子的质量经实验测定是

$$m_{\pi^+} = 273.3m_e = 139.6\text{MeV}/c^2$$

$$m_{\pi^0} = 264.2m_e = 135.0\text{MeV}/c^2$$

## 虚粒子(virtualparticle)的概念

核力的作用在较低能量下（比介子质量小）也是可以发生的，此时怎么可以认为核子发射了很重的介子而本身质量不变？这里的交换粒子，实际上是虚粒子。虚粒子用于传递相互作用，因而总是局限在一定时空范围内的。由于测不准关系，它本身可以不遵从自由粒子的能量-动量关系。表现到作用过程中，就是交换粒子的质量不确定，或者能量守恒在作用时间内（ $\Delta t < \hbar / (m_{\pi} c^2)$ ）是破坏的，破坏的范围就是  $\Delta E = m_{\pi} c^2$ 。当然，在能量足够高时，虚粒子也可以被实际的产生出来，成为满足上述能量-动量-质量关系的实粒子，如上面测出的 $\pi$ 介子。

## THE FORCES IN NATURE

TYPE	INTENSITY OF FORCES (DECREASING ORDER)	BINDING PARTICLE (FIELD QUANTUM)	OCCURS IN:
STRONG NUCLEAR FORCE	$\sim 1$	GLUONS (NO MASS)	ATOMIC NUCLEUS
ELECTRO-MAGNETIC FORCE	$\sim \frac{1}{1000}$	PHOTON (NO MASS)	ATOMIC SHELL ELECTROTECHNIQUE
WEAK NUCLEAR FORCE	$\sim \frac{1}{100000}$	BOSONS $Z^0, W^+, W^-$ (HEAVY)	RADIOACTIVE BETA DESINTEGRATION
GRAVITATION	$\sim 10^{-38}$	GRAVITON ?	HEAVENLY BODIES



THE EXCHANGE OF PARTICLES IS RESPONSIBLE FOR THE FORCES

## § 4.1 § 4.2 强相互作用和弱相互作用的概念

p.350-354

### (1) 量子场论基础上的相互作用

量子场论认为，每一种粒子都对应着一种场。不同的场在空间相互重叠。场的能量最低态称为基态。所有的场均处于基态时为物理真空。场的激发表现为粒子，不同的激发状态对应于粒子的不同模式和数目。场的互为复共轭的两种激发表现为粒子和反粒子。

规范场理论是一种特殊的量子场论，它要求所采用的拉格朗日量具有特殊的规范对称性。重要的是，这种对称性的要求“自然”导致相互作用的引入，因此，人们把这种理论称为相互作用的规范理论，规范性也成了理论合理性的一个重要标志。举一个简单的例子。在量子力学中，我们知道物理观测量只依赖于波函数的绝对值的平方 $|\Psi|^2$ 。因此，我们要求量子理论在如下的变换下不变：

$$\psi(\vec{x}, t) \rightarrow \psi'(\vec{x}, t) = e^{-i\chi(\vec{x}, t)} \psi(\vec{x}, t)$$

其中  $\chi(\vec{x}, t)$  是相因子，它在各时空点上可以取不同的值，这种相变换也被称为局域规范变换。奇怪的是，自由粒子的薛定谔方程并不满足这种规范不变性。也就是说，如果一个自由粒子的波函数  $\Psi$  满足薛定谔方程：

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{x}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t) \quad (12.1-2)$$

可以推知由(12.1—1)式定义的  $\Psi'$  并不满足上述方程。对于带电荷  $q$  的粒子在电磁场中的运动，我们知道薛定谔方程应当改写为：

$$\frac{1}{2m} (-i\hbar \nabla - \frac{q}{c} \vec{A})^2 \psi = (i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - qV) \psi \quad (12.1-3)$$

$\vec{A}, V$  是电磁场的势。此时，对于下面的协同变换，带电磁作用势的薛定谔方程不变：

$$\left. \begin{aligned}
 \psi(\vec{x}, t) &\rightarrow \psi'(\vec{x}, t) = e^{-i\chi(\vec{x}, t)} \psi(\vec{x}, t) \\
 \vec{A} &\rightarrow \vec{A}' = \vec{A} - \frac{\hbar c}{q} \nabla \chi \\
 V &\rightarrow V' = V + \frac{\hbar}{q} \frac{\partial \chi}{\partial t}
 \end{aligned} \right\} \quad (12.1-4)$$

这一结果可以被解释为：理论的“相”变换不变性的要求，导致必须引入特定的相互作用势，也就是引入特定的相互作用粒子。这种相与势的协同变换就是一种简单的规范变换。



为描写当今粒子物理的实验事实，需要三种内秉规范变换不变性。

所有粒子都具有 $U(1)$ 对称性，即局域的相变换不变性。

所有粒子也都有 $SU(2)$ 对称性。 $U(1)$ 与 $SU(2)$ 对称性导致电弱统一的规范理论，预言了四种相互作用粒子，就是 $\gamma$ 光子、 $Z^0$ 及 $W^\pm$ 玻色子。 $Z^0$ 及 $W^\pm$ 粒子都是在电弱理论建立之后有目的的找到的，是规范理论成功的重要证据。

所有粒子也都具有 $SU(3)$ 对称性，相对应的规范玻色子是八种胶子，由胶子传递的相互作用就是强相互作用，描写它的规范理论称为量子色动力学（QCD）。

这里的 $U(1)$ 、 $SU(2)$ 、 $SU(3)$ 是用群来表示的三组内秉变换。

## 目前对相互作用认识的状况

表12.3 已知的相互作用力

作用力	1970年的理论	1990年代的理论	未来?
引力作用	非量子理论	未变	?
电磁作用	量子电动力学 (QED)	电弱统一理论 (EW)	大统一理论?
弱作用	非规范理论		
强作用	非规范理论	量子色动力学 (QCD)	

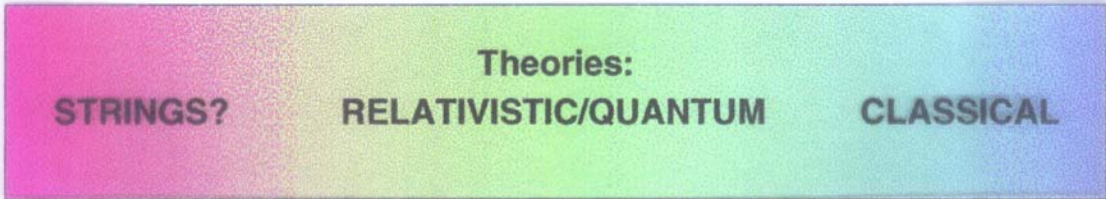
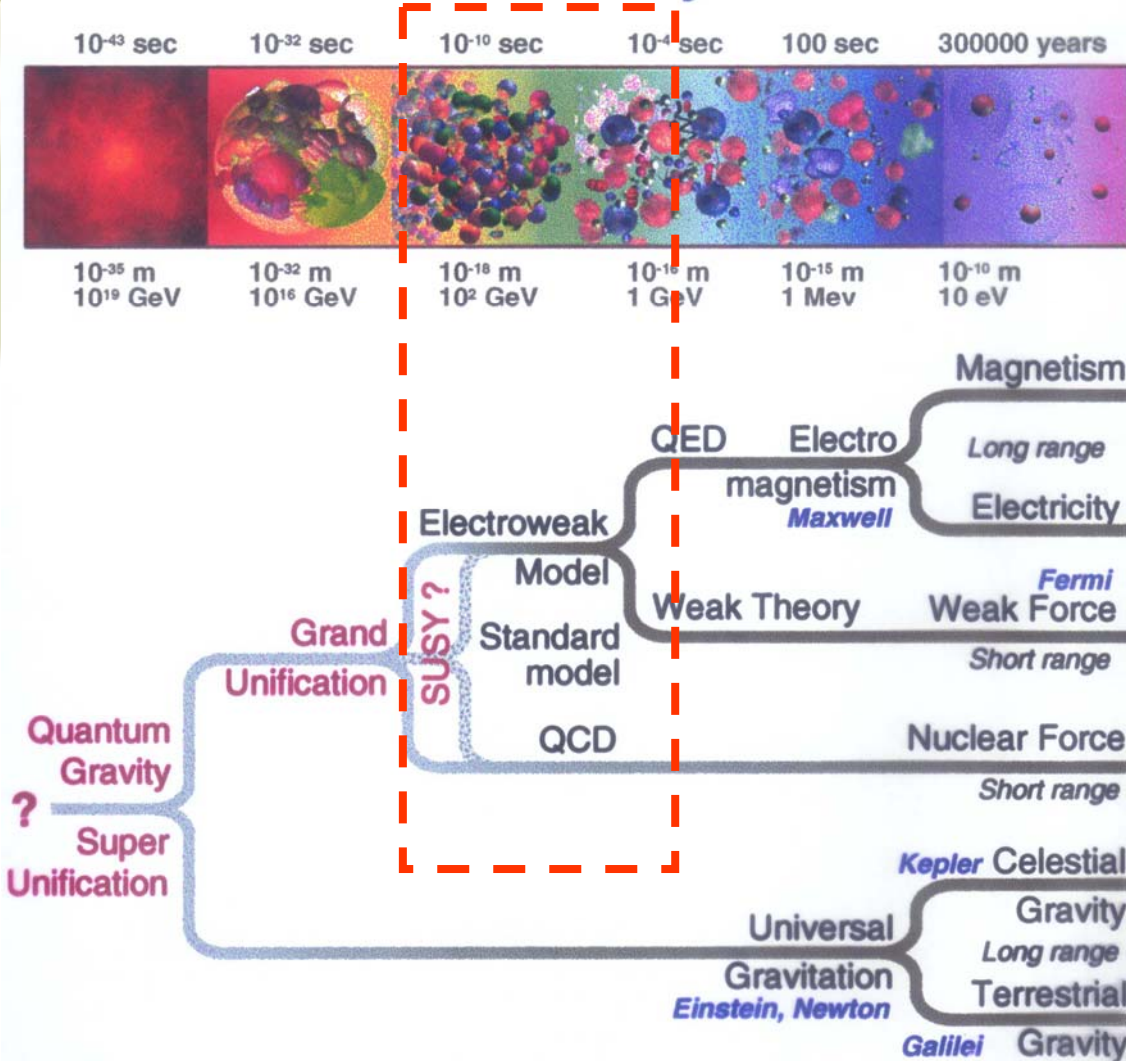
传递相互作用的粒子(场粒子) :整数自旋, 被称为规范玻色子。

## 相互作用和规范玻色子

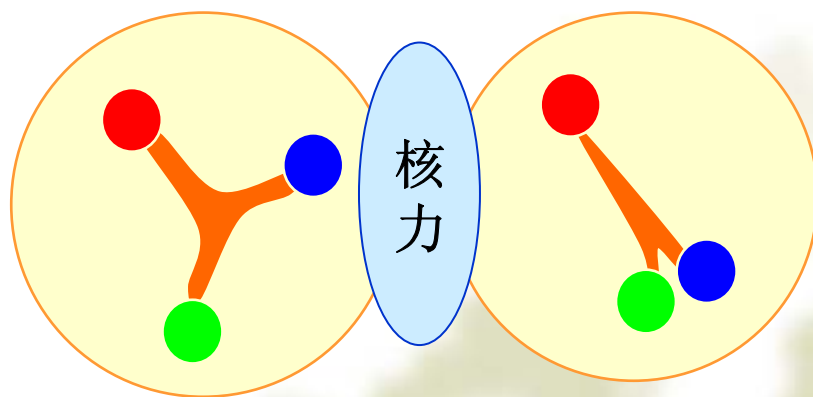
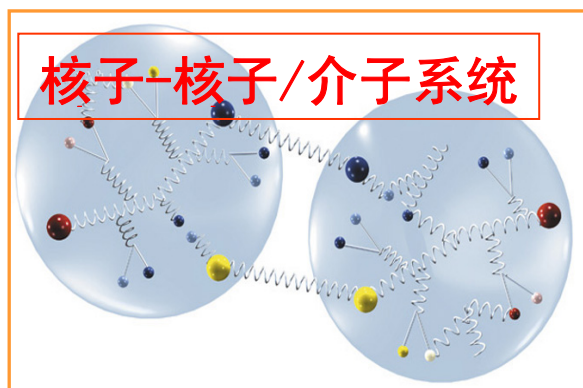
相互作用	作用于	规范玻色子
引力作用	所有粒子	引力子 (无质量、自旋2)
电磁作用	所有带电粒子	光子 (无质量、自旋1)
弱作用	夸克、轻子、电弱规范玻色子	$W^{\pm}$ 、 $Z^0$ (重粒子、自旋1)
强作用	所有带色荷粒子 (夸克和胶子)	8种胶子 (无质量、自旋1)

由于历史的原因，电弱统一理论和量子色动力学被成为“标准模型”，它的特征是规范的量子场理论。至今为止的实验事实与标准模型符合的很好。这促使人们相信：可以在理论的层面对物理规律的真实性作出某种先导的判断，即一个“真实”的理论应当是可以按照量子场论的要求写出具有一定规范对称性的拉格朗日量，并且由此导出的物理观测量都是有限的。

# Summary



- \* 强作用的**QCD**理论还面临对称性自发破缺和色禁闭等基本疑难问题。
- \* 将**QCD**直接应用到强子和核领域几乎是不可能的。



## 探索未知：摸着石头过河

李政道，**2003.9.15.**于北大物理楼：

霍金当然有很大的成就。至于说过二十年可以了解什么，再过二十年又可以了解什么，好像是十八年以后又是一条好汉，这是没什么道理的。因为我们对宇宙的了解，不光是人的一生，不光是我们和下一代的一生，人类永远要追求下去。因为宇宙本身在变，大统一理论的名字是大统一，但没有一个理论真正是大统一的。我们对宇宙并没有一个大统一的观测。观测不断在改进，理论也会不断的跟着改。尤其是现在，对于宇宙的边界不清楚，简单地说，我们发现暗物质暗能量在我们的宇宙中极为广泛。物质和我们熟悉的物质不完全一样，能量和我们熟悉的能量也不完全一样。宇宙的实质远远超过我们人类自己的了解。

大统一统一什么呢？我们连对象还没有搞清楚。当然，你说不管什么我都统一它那也可以，不过显然你要了解什么是你要统一的对象，而这一点我们还没有了解。所以在二十一世纪我们面临的挑战并不小于十九世纪末二十世纪初的那些挑战的，我相信还有更大的变化。

## § 4.3 核力及其基本性质

核子-核子之间的作用力，称为核力。

核作用力是强相互作用在核子之外的剩余相互作用。

唯象核力：由研究两核子体系得到核子-核子作用势。两核子体系有中子-质子（**np**）、质子-质子（**pp**）和中子-中子（**nn**）三种。**np**体系有一个稳定的束缚态，即氘核基态。**pp**、**nn**体系没有束缚态，即实验上没有发现稳定的双质子和双中子态。**pp**体系除了有核力外，还有库仑斥力。

我们将分析氘核基态、低能核子-核子散射和高能核子-核子散射，来讨论核力的性质。最后将简单地介绍核力的介子场论。

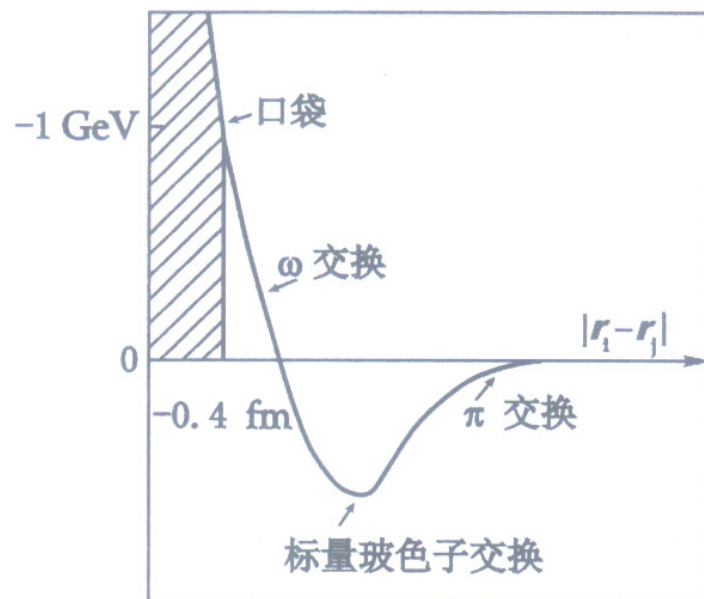


图 8-31 核子-核子相互作用势<sup>②</sup>



## § 4.3.1 氘核基态

### 1. 实验数据

表4—1 氘核的实验数据

结合能	$B$ (MeV)	$2.224573 \pm 0.000002$
自旋宇称	$J^\pi$	$1^+$
磁矩	$\mu_d (\mu_N)$	$0.857438230 \pm 0.000000024$
电四极矩	$Q_d (10^{-2}b)$	$0.2860 \pm 0.0015$

氘核是np二核子体系，核子之间没有库仑力，只有核力。但是，氘核又过于简单，只有一个束缚态，因此不能由它得到关于核力较多的知识。

## 2. 在中心力假设下求解 $^3S_1$ 态

一般地

$$V=V(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \sigma_1, \sigma_2)$$

最简单的势函数是只与核子间距离 $r$ 有关的中心势 $V(r)$ 。氘核内两核子的相对运动可以近似地当作单粒子在中心势场中的运动。最简单的核子-核子作用中心势可取为球形直角势阱，

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r < r_N \\ 0 & r > r_N \end{cases} \quad (4.1-1)$$

球形直角势阱有两个参数： $V_0$ 和 $r_N$ 。 $V_0$ 是势阱深度， $V_0 > 0$ 。负号表示吸引力。 $r_N$ 是势阱的宽度，表示核力的力程。显然，球形直角势阱只是一种简单的近似，但它可以帮助我们理解核力的许多重要性质。

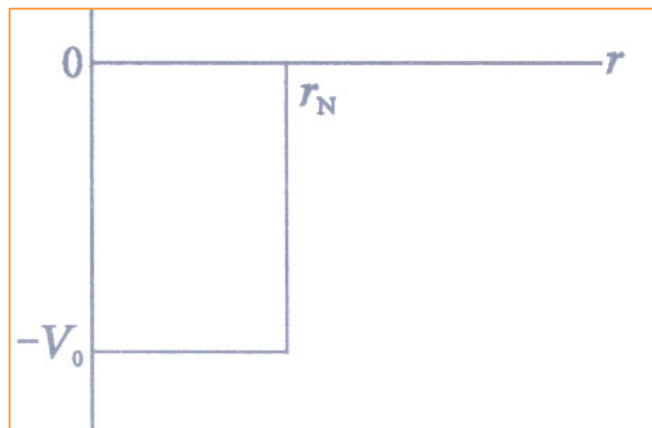


图 4-1 球形直角势阱

氘核只有一个束缚态， $E = -2.2246\text{MeV}$ 。可由薛定谔方程讨论参数 $V_0$ 和 $r_N$ 的关系，并得出波函数的一些性质。薛定谔方程是

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}) \quad (4.1-2)$$

$$\mu = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} \approx \frac{1}{2} m_p \quad (4.1-3)$$

中心势场的薛定谔方程可以分离变量

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{u_l(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (4.1-4)$$

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) \right] u(r) = Eu(r) \quad (4.1-5)$$

这是能量 $E$ 的本征方程。基态的能量最低，是 $l=0$ 的态，即质子、中子相对运动轨道角动量为零，亦称S态。氘核的总角动量 $J=L+S$ 。由于 $l=0$ ，所以 $J=S$ 。实验测定氘核的 $J=1$ ，所以，质子与中子的总自旋 $S=1$ ，质子和中子自旋平行。对于氘核的这种态，用类似原子光谱的符号 ${}^3S_1$ 表示，S表示 $l=0$ 的态。若 $l=1$ ，就是P态； $l=2$ ，就是D态。上标表示自旋多重数 $2S+1$ 。下标是总角动量量子数 $J$ 。

对于 $l=0$ ，径向方程（4.1-5）可以写成（注：V可与自旋有关）

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)] u(r) = 0 \quad (4.1-6)$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 u}{dr^2} + k^2 u = 0 & r < r_N \\ \frac{d^2 u}{dr^2} - \gamma^2 u = 0 & r > r_N \end{cases} \quad (4.1-8)$$

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{2\mu(V_0 - B)} / \hbar \\ \gamma &= \sqrt{2\mu B} / \hbar \end{aligned} \quad (4.1-9)$$

显然，当 $r=0$ 及 $r$ 趋于无限大时， $u$ 为零。即

$$u(0) = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} u(r) = 0 \quad (4.1-10)$$

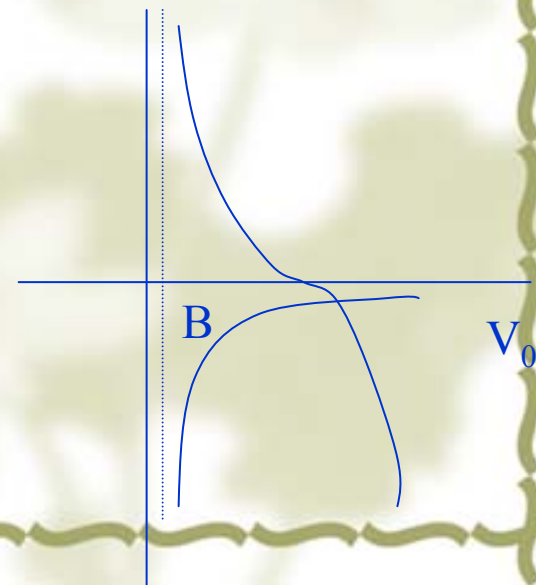
径向方程有解

$$\begin{aligned} u &= A_1 \sin kr & r < r_N \\ u &= A_2 e^{-\gamma(r-r_N)} & r > r_N \end{aligned} \quad (4.1-11)$$

在 $r=r_N$ 处， $u$ 及其微商分别连续，由此可以得到 $A_1 \sin kr_N = A_2$   
 $A_1 k \cos kr_N = -A_2 \gamma$

$$k \cotg kr_N = -\gamma \quad (4.1-12)$$

$$\cotg \left[ \frac{2\mu(V_0 - B)r_N^2}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}} = - \left[ \frac{B}{V_0 - B} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.1-13)$$



$B \ll V_0$  的情形（注：求出恰好可以有束缚态时所需的势井深度）

$$\operatorname{ctg} \left[ \frac{2\mu V_0 r_N^2}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}} = 0 \quad (4.1-13)$$

$$[2\mu V_0 r_N^2 / \hbar^2]^{\frac{1}{2}} = \pi/2$$

$$V_0 r_N^2 \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu} \quad (4.1-14)$$

如果取核力力程  $r_N \approx 2 \text{ fm}$ ，由此式可得势阱深度是  $V_0 \approx 26 \text{ MeV}$ ，满足  $B \ll V_0$  的条件。

严格求解(4.1-13)求得  $V_0 = 36.6 \text{ MeV}$ 。

利用在 $r=r_N$ 处 $u$ 连续的条件，可知 $A_1 \sin kr_N = A_2$ 。为得到 $A_1$ 或 $A_2$ 的值，还要应用归一化条件

$$4\pi A_1^2 \int_0^{r_N} \sin^2 kr dr + 4\pi A_2^2 \int_{r_N}^{\infty} e^{-2\gamma(r-r_N)} dr = 1 \quad (4.1-15)$$

由 $B$ 、 $r_N$ 和 $V_0$ ，可知（4~1-15）式左边第二项约是第一项的两倍。这说明在氦核中，发现核子间距离比力程大的几率有三分之二，核子间距离在力程以内的几率只有三分之一。氦核是质子、中子结合得很松的体系。将 $B$ 的数值代人（4~1-9）式，可以直接得出

$$\gamma = 2.32 \times 10^{14} \text{ m}^{-1} \quad (4.1-16)$$

通常定义

$$R_d \equiv \frac{1}{\gamma} = 4.32 \text{ fm} \quad (4.1-17)$$

如果 $V_0 < 26 \text{ MeV}$ ，则没有氦束缚。

**B=0时的波函数？**

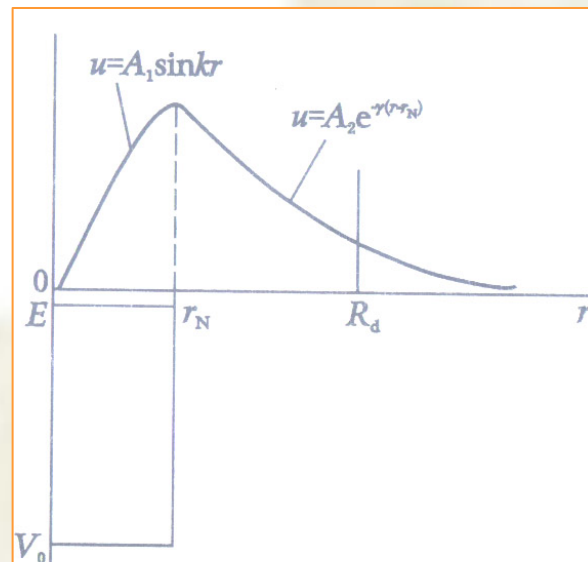


图 4-2 氦核的势阱和波函数

### 3 ${}^3S_1$ 和 ${}^3D_1$ 态的混合

$$2S+1 L_j$$

不可能是纯的P态（数值太小），也不可能P态和S、D态混合，因为宇称不同

如果为非中心力，有可能混入其它轨道态。

对于总角动量为1的态，除了 ${}^3S_1$ 之外，还可以 ${}^3D_1$ 。中子、质子磁矩之和是

$$\mu_s = \mu_n + \mu_p = 0.879 \mu_N \quad (4.1-18)$$

如果氘是完全处在 ${}^3S_1$ 态上，则按照自旋耦合关系，氘的磁矩应当正好等于 $\mu_s$ 。实验测得氘核矩 $\mu_d = 0.857 \mu_N$ ，与 $\mu_s$ 很相近，因此把氘核近似地当作 ${}^3S_1$ 态。但仍有：

$$\mu_s - \mu_d = 0.022 \mu_N \quad (4.1-19)$$

远远超过了实验误差，说明氘核不可能是纯 ${}^3S_1$ 态，而是不同 $l$ 态的组合。

$$\psi(SD) = \cos \omega \psi({}^3S) + \sin \omega \psi({}^3D) \quad (4.1-22)$$



$$\begin{aligned}\mu_d &= \cos^2 \omega \mu(^3S) + \sin^2 \omega \mu(^3D) \\ &= \mu(^3S) - \sin^2 \omega [\mu(^3S) - \mu(^3D)] \\ &= 0.879 - 0.569 \sin^2 \omega\end{aligned}$$

与实验比较，可以定出 $\sin^2 \omega = 0.04$ 。氘核主要是 $^3S_1$ 态，有96%的几率，另外有4%的 $^3D_1$ 态，这两者混合在一起组成了氘核。 $L$ 简并，波函数也不再是球对称的。因此，自旋平行的核子之间的作用除了中心力以外，还应该有一定成分非中心力的贡献。

氘核电四极矩 $Q_d > 0$ ，说明氘核的电荷分布是长椭球形。实际计算表明，4%左右的D波足以给出实验测定的 $Q_d$ 值。

#### 4. 非中心力（与空间取向有关）

以上的讨论，说明了氦核的质子、中子相互作用除了有中心力以外，还有非中心力。

中心势 $V(\mathbf{r})$ 只与核子之间的相对距离 $r$ 有关，非中心势还与核子间相对位置 $\mathbf{r}$ 的取向有关。要确定 $\mathbf{r}$ 的方向，必须有另外的方向作参考。两个自旋为 $1/2$ 的核子，有三个矢量： $\mathbf{r}$ 、 $\boldsymbol{\sigma}_1$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_2$ 。与方向有关的量是 $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r}$ 、 $\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r}$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$ 。作为哈密顿量中的势函数必须在空间反演变换下保持不变。 $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r}$ 、 $\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r}$ 在空间反演变换下要变号。 $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$ 在空间反演变换下不变号， $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r})$ 也不变号。泡利算符 $\boldsymbol{\sigma}$ 有如下性质，

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1 \quad (4.1-24)$$

$$\sigma_x \sigma_y = i \sigma_z, \quad \sigma_y \sigma_z = i \sigma_x, \quad \sigma_z \sigma_x = i \sigma_y \quad (4.1-25)$$

因此在任何代数式中， $\boldsymbol{\sigma}_1$ 、 $\boldsymbol{\sigma}_2$ 只出现一次式，更高方次的式子不能给出新的形式。可以拼凑成如下形式

$$S_{12} = 3 \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \quad (4.1-26)$$

用两核子的总自旋  $\mathbf{s} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)$  可以将 (4.1-26) 改写成

$$S_{12} = \frac{6(\mathbf{S} \cdot \mathbf{r})}{r^2} - 2S^2 = 4S^2 P_2(\cos \theta) \quad (4.1-27)$$

$$V_T = V_T(r) S_{12} \quad (4.1-30)$$

由于  $\mathbf{S}$  作用于单态上恒等于零，因而在单态没有(不感受)非中心力。非中心力只作用于三重态上。这说明非中心力是和核子的自旋有关的。

显然，非中心力应当包含在氘核基态的精确求解中。

## 5. 自旋波函数

两个核子的自旋取向可以是平行的（ $S=1$ ，三重态）或者是反平行的（ $S=0$ ，单态）。总自旋确定的两核子的自旋波函数有

$$\begin{aligned} {}^3\chi_1 &= \alpha_1\alpha_2 \\ {}^3\chi_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1) & S=1, \quad m_s &= \begin{cases} 1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} & (4.1-32) \\ {}^3\chi_{-1} &= \beta_1\beta_2 \end{aligned}$$

$${}^1\chi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1) \quad S=0, m_s=0 \quad (4.1-33)$$

氘核是 ${}^3S_1$ 与 ${}^3D_1$ 的混合态，是自旋三重态，中子、质子的自旋平行。氘核只有一束缚态，就是说不存在自旋单态的束缚态(如 ${}^1S_0$ 态)。中子、质子的自旋三重态中心力加上非中心力能形成一个束缚态，就是氘核基态。中子、质子自旋单态的中心力势阱不够强，不能形成束缚态。这表明，两核子的自旋平行或者反平行，它们的相互作用（即使只考虑中心力）是不同的。核力的这种性质称为核力的自旋相关性。两核子自旋三重态的作用势以 ${}^3V$ 表示，自旋单态的作用势以 ${}^1V$ 表示。

氘核基态的研究使我们了解到：**n-p**相互作用对于自旋三重态，有较强的中心力和迭加的非中心力；对于自旋单态没有非中心力，只有一个比较弱的中心力。

**问题：对于pp或nn系统，能否有 ${}^3S_1$ 态。**

**能否有 ${}^1S_0$ 、 ${}^3P_0$ 、 ${}^3P_1$ 、 ${}^3P_2$  态**