



## 核子和核子的相互作用(下)

张庆营

(湖南大学)

### 五、核力的介子理论

早在三十年代初,人们就认识到物质的电磁相互作用是通过交换电磁场的量子——光子而实现的.一个电子放出光子,被另一个电子吸收,传递了能量、动量而产生作用力,这种过程在瞬间完成.在这交换过程中所出现的光子用仪器是观察不出来的,称为“虚光子”.汤川秀树扩充了这个观点,认为核子之间也存在着一种新型的场——介子场,介子场的量子就是介子,核子之间也是通过交换虚介子产生核力.汤川秀树进一步指出,由于交换的光子的质量为零,电磁相互作用的力程无限大.然而,核子相互作用的力程是有限的,所以它们之间必然交换质量不等于零的粒子.证明如下:

已知时间间隔为  $\Delta t$  和能量不准确量  $\Delta E$  的测不准关系式为

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar. \quad (20)$$

设交换过程中放出质量为  $m$  的粒子,即系统的能量不准确量为  $\Delta E = mc^2$ , 故有

$$\Delta t \approx \hbar / \Delta E = \hbar / mc^2.$$

由于放出粒子的速度不能超过光速,所以在  $\Delta t$  时间内粒子通行的最远距离为

$$r_a = c\Delta t = \hbar / mc = \lambda, \quad (21)$$

$\lambda$  是粒子的(约化)康普顿波长.光子的质量  $m = 0$ , 因此  $\lambda = \infty$ , 这反映了库仑力的力程为无限大.按照滨田-约翰斯顿势理论,核力的力程约为  $1.4 \times 10^{-13} \text{cm}$ , 再由(21)式可估算出介子的质量( $m_\pi$ ).

$$m_\pi c^2 = \hbar c / r_a \approx 140 \text{MeV} = 275 m_e c^2, \quad (22)$$

可见介子的质量约为电子质量的 275 倍.它介

于核子和电子之间,因此得“介子”的名称.

现在我们用一种简单的理论推导出核子相互作用位势的具体形式.根据狭义相对论,粒子的能量和动量关系是

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4, \quad (23)$$

由于光子的质量  $m = 0$ , 所以

$$E^2 - c^2 p^2 = 0. \quad (24)$$

在量子力学中,能量  $E$  和动量  $p$  都应换成算符(第一次量子化).按照薛定谔的对应规则,  $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $p \rightarrow i\hbar \nabla$ , 而算符是要作用在某种函数

上的.大家知道,电磁场是用矢量势  $\mathbf{A}$  和标量势  $\phi$  来描写的.若只考虑标量势,将(24)式的算符方程式作用于标量势上,得

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0. \quad (25)$$

这就是没有场源(电荷)存在时的真空中的自由电磁场的麦克斯韦方程式.当存在电荷密度  $\rho$  时,上式变为

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -4\pi\rho. \quad (26)$$

对于点电荷  $\rho = e\delta(r)$  产生的静电场,  $\partial\phi/\partial t = 0$ , 所以

$$\nabla^2 \phi = -4\pi e\delta(r). \quad (27)$$

此方程式的解是

$$\phi = e/r. \quad (28)$$

这就是库仑势.当存在另一个电荷  $e$  时,相互作用的库仑能便是  $e^2/r$ , 可见库仑势是由标量场的光子产生的.

如果我们将标量场  $\phi$  量子化(第二次量子化),就会出现一个一个的场量子——光子(标量光子).同样,矢量场  $\mathbf{A}$  也可以量子化(矢量光子),由第二次量子化麦克斯韦方程,建立

了量子电动力学。

把上述理论推广到介子场，介子的质量不等于零，将(23)式的算符方程式作用于标量场 $\phi$ 上，得

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} - \frac{m^2c^2}{\hbar^2} \phi = 0, \quad (29)$$

这也是不存在场源的自由场方程式。电子通过电荷 $e$ 产生电磁场，我们也认为核子通过“核荷” $g$ 产生介子场。设核荷密度为 $\omega$ ，仿照(26)式，有场源的方程式是

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} - \frac{m^2c^2}{\hbar^2} \phi = 4\pi\omega. \quad (30)$$

此式与(26)式不同之处，除左边有质量不等于零的项外，右边取正号，这是考虑到同类核荷之间是吸引力而不是排斥力。同样，一个核子的点核荷 $\omega = g\delta(r)$ 产生的静介子场是

$$\nabla^2\phi - (m^2c^2/\hbar^2)\phi = 4\pi g\delta(r). \quad (31)$$

这个方程式的解是

$$\phi = -g(e^{-r/\lambda}/r), \quad (32)$$

这就是著名的汤川势。如果在 $r$ 处有另一个核子时，它们的相互作用势能就是

$$V(r) = g^2(e^{-r/\lambda}/r). \quad (33)$$

这是短程吸引力，力程 $r_a = \lambda = \hbar/mc$ ，和测不准关系得出的结果一致。至于核荷 $g$ 的数值，可根据实验定出的 $g^2/\hbar c \approx 1$ 估算出， $g^2/\hbar c$ 代表了核子间相互作用的强度。相应的电磁相互作用的强度是 $e^2/\hbar c = 1/137$ （精细结构常数），可见核力的强度比电磁力的强度约大两个数量级。

三十年代初，在实验上只测出光子、正电子、电子和核子。汤川根据介子场理论大胆预言存在质量为电子质量200多倍的介子。1936年发现一种质量为电子质量200倍的粒子，当时称它为 $\mu$ 介子，以为这就是汤川理论所要求的介子，后来发现它的其它性质与预料的不符。 $\mu$ 介子的性质和电子的性质相似，它不直接参与强相互作用，是轻子的一种，而不是介子，现在称它为 $\mu$ 子。介子( $\pi$ 介子)是在1947年才发现的，从此核力的介子理论得到了实验的证实。 $\pi$ 介子有三种，即不带电的 $\pi^0$ 、带正电的 $\pi^+$

和带负电的 $\pi^-$ 。

由上面的简单理论得出的汤川势过于简单，虽然它成功地说明了核力的短程性和强作用，并引导到介子的发现，但是用它作定量计算时，则发现和实验结果有很大的偏差。并且反映不出唯象核力中出现的排斥心、中程强吸引力和非中心力等，因此该理论必须改进。

## 六、核力介子理论的改进

核子和介子并非是无结构的点，它们都是由层子构成的，因此只有通过了解层子之间的强相互作用，才能最终解决核子之间的作用力的问题。

按照量子场论的观点，核子之间是通过发射和吸收虚介子而产生作用力的。早期的理论只考虑交换一个 $\pi$ 介子，叫做“核力的单 $\pi$ 交换

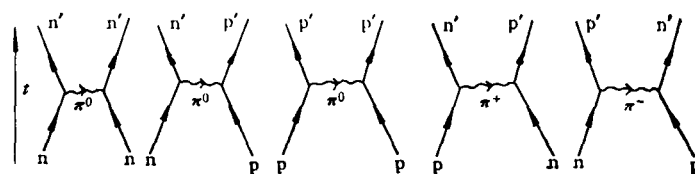


图 4

理论”。交换的 $\pi$ 介子可以是 $\pi^0$ 、 $\pi^+$ 或 $\pi^-$ ，如图4所示(为有名的费曼图)。图中左边的箭头表示时间行进的方向；下端的 $n$ 和 $p$ 表示初态的核子；上端的 $n'$ 和 $p'$ 表示终态的核子，加一撇表示终态的核子的能量、动量、自旋等和初态的不同，即状态发生变化。以第四个费曼图为例，当质子和中子互相靠近时，质子放出一个 $\pi^+$ ，被中子吸收，于是质子变成了中子，中子也变成了质子，同时能量、动量等也发生变化。从这个费曼图明显地看出核力的交换性质。如果放出的 $\pi$ 介子带有角动量，则核子之间就会有自旋交换。

由于介子的质量很重，当一个核子发射介子时，按自由粒子计算，系统的总能量就不守恒了。交换过程的能量起伏是 $\Delta E = mc^2$ ，这种能量起伏在过程结束时也消失，最后测得的结果仍然遵守能量守恒定律。因为初态和终态都

可存在很长时间,  $\Delta t \rightarrow \infty$ , 因此  $\Delta E \rightarrow 0$ , 即能量可以准确确定. 交换介子的中间过程不能用仪器测出, 叫做“虚过程”, 交换的粒子也叫“虚粒子”, 这和自由粒子是不同的.

实验上发现,  $\pi$  介子本身的宇称是负的, 也就是说, 描写  $\pi$  介子的场量  $\phi(x, y, z)$  在坐标反射(即  $x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$ , 相当于右手坐标系变为左手坐标系)下改变符号, 即

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &\xrightarrow{\text{坐标反射}} \phi(-x, -y, -z) \\ &= -\phi(x, y, z), \end{aligned} \quad (34)$$

我们就说  $\phi(x, y, z)$  的宇称为负, 这种场叫做赝标量场,  $\pi$  介子就叫做赝标量介子. 还有一种场是正宇称的, 它在坐标反射下不变号, 即

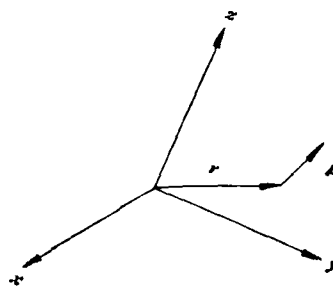
$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &\xrightarrow{\text{坐标反射}} \phi(-x, -y, -z) \\ &= \phi(x, y, z), \end{aligned} \quad (35)$$

这种标量就叫做真标量, 有时简称为标量.

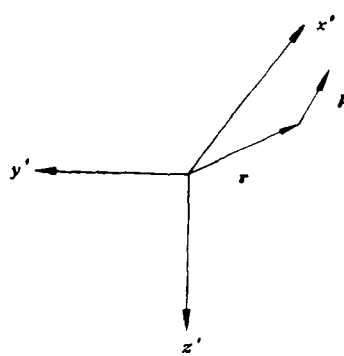
前面说过, 电磁场除了有标量势外, 还有矢量势, 同样介子场也可用矢量势来描写, 不过是别的介子而不是  $\pi$  介子了. 矢量势也分为真矢量和赝矢量两种. 我们把坐标  $\mathbf{r}$  和动量  $\mathbf{p}$  叫做真矢量,  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{p}$  在坐标反射下改变符号, 因为  $\mathbf{r}$  表示粒子在空间中的位置,  $\mathbf{p}$  表示粒子的动量, 当坐标系由右手坐标系变为左手坐标系时 ( $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{p}$  在空间保持不变),  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{p}$  的方向在两种坐标系中刚好相反, 即  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{p}$  的分量在两种坐标系中正好相反(如图 5 所示). 显然, 角动量  $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$  在坐标反射下不变号(在左手坐标系中,  $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$  的方向由左手螺旋定则决定), 我们就说这种矢量是赝矢量(或叫做轴矢量). 所以, 真矢量(又叫做极矢量)和真标量的宇称是不同的.

在量子力学中, 自旋为零的波函数只有一个分量; 自旋等于  $1/2$  的波函数有两个分量; 自旋等于 1 的波函数有三个分量. 第一种就是标量, 第二种就是旋量, 第三种就是矢量. 所以, 标量场(包括赝标量)量子化后, 得到的场量子的自旋等于零, 矢量场(包括赝矢量)量子化后, 得到的场量子自旋等于 1.

在实验上已经发现了多种标量介子和矢量



(a)



(b)

图 5

(a) 右手坐标系 (b) 左手坐标系

表 2 一些介子的性质

介子	$\pi^0, \pi^\pm$	$\eta$	$\rho$	$\omega$	$\varphi$	$\delta$	$\varepsilon$	$A_1$	B
质量 (MeV)	140	550	760	780	1020	980	1300	1200	1230
自旋宇称	$0^-$	$0^-$	$1^-$	$1^-$	$1^-$	$0^+$	$0^+$	$1^+$	$1^+$

介子, 现在将其中一些主要的列在表 2 中. 由表 2 可看到, 有些介子的质量比核子的质量( $\approx 940\text{MeV}$ ) 还要大, 所以介子的含义已不能像当初那样由质量来决定, 而是由其它性质决定, 例如介子的重子数为零, 核子的重子数为 1. 在基本粒子相互作用中重子数是守恒的. 此外, 介子和核子的内部结构也不相同(见本文后面部分).

根据量子场论, 交换一个  $\pi$  介子(赝标量介子)产生中心势和张量势; 交换一个真标量介子

产生中心势和两体自旋-轨道耦合势;交换一个真矢量介子产生短程排斥势和两种非中心势;交换一个赝矢量介子产生吸引中心势和两种非中心势. 这些相互作用位势加起来时, 强度互相补充, 使之更接近于真实的情形. 例如, 由交换  $\rho$  介子产生的张量势和单  $\pi$  交换的张量势的符号相反, 使得在中程部分的张量势减弱, 这比单  $\pi$  交换张量势更符合实际.

由唯象真实核力的滨田-约翰斯顿势看到长程部分就是单  $\pi$  交换的汤川型位势, 中程部分比汤川型位势强, 这个问题单纯由交换单  $\pi$  介子是无法解决的, 必须由交换真标量介子来补足. 由表 2 可看到, 目前已发现的真标量介子中, 质量最小的有  $\delta$  介子和  $\epsilon$  介子, 但质量还嫌大. 由这两种介子产生的中心势力程过于短, 解决不了中程吸引力较强的问题. 有人提议引进新的标量介子, 其质量和耦合常数都可以调整, 以便使中程核力的强度和实际符合. 为此, 要假定存在质量约为 500 MeV 的  $\sigma$  介子, 这种介子在实验上还没有发现, 于是我们就认为  $\sigma$  介子的作用等效地代替了其它较复杂的介子交换过程, 这种理论称为单玻色交换模型. 由这个模型算出的单玻色交换模型势的长程部分较符合实际情况, 但短程部分偏差较大. 此外, 这个模型需要质量和耦合常数可以调整的  $\sigma$  介子, 其任意性大, 在自然界中又不存在, 这是单玻色交换模型的缺陷.

单玻色模型的困难很大程度上可由双  $\pi$  交换理论得到解决. 双  $\pi$  交换理论由核子之间交换两个  $\pi$  介子取代了  $\sigma$  介子的作用. 这种过程的一些费曼图如图 6 所示.

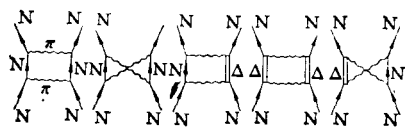


图 6

图 6 的费曼图都是初态的核子发射或吸收一个  $\pi$  介子而处于中间态, 然后再吸收或发射一个  $\pi$  介子而处于末态. 中间态可以是核子(但能量、动量、自旋等可能不同)或核子激发

物理

态. 目前发现了很多核子激发态, 如  $\Delta(1232)$  粒子[自旋宇称为  $(3/2)^+$ ],  $N(1470)$  粒子[自旋宇称为  $(1/2)^+$ ],  $N(1520)$  粒子[自旋宇称为  $(3/2)^-$ ] 等. 括号中的数字表示它们的质量 (MeV). 由于  $\Delta(1232)$  在核子激发态中的质量最低, 因此除核子外, 中间态处于  $\Delta(1232)$  的可能性较大. 在双  $\pi$  交换过程中除核子本身外,  $\Delta(1232)$  应起主要作用. 经过计算, 确实证明了中间态的  $\Delta(1232)$  对核力的修正很重要. 在这理论中不需要  $\sigma$  介子, 却能够得到比较满意的中、长程核力, 但是还不能很好解决短程排斥心的问题.

有一种叫做“巴黎位势”的核力(由巴黎的一些物理学家提出来而得名的), 中、长程部分采用双  $\pi$ 、单  $\pi$ 、单  $\omega$  交换位势, 短程部分采用纯粹唯象的软排斥心计算散射数据(从 0 到 330 MeV, 包括氘核数据), 结果相当符合, 这是目前所用的自由核子位势中符合得最好的一种模型. 这说明核力的介子理论虽然不能根本解决核力的问题, 但还是有一定的合理性, 而且它又在不断的改进之中.

有人考虑核子之间可以交换三个  $\pi$  介子甚至多个  $\pi$  介子, 这些过程是高级微扰, 计算很复杂, 一般认为贡献不大. 还有考虑三体力的, 即这种力和三个核子的坐标都有关系, 但是用两体力已能说明大量的现象, 即使有三种力, 也不可能有很大的影响.

我们看到, 用不同的排斥心的唯象真实核力, 同样可以解决能量较低的散射数据, 说明在低能时, 核子进入核力内区的机会少, 对核力内区不敏感. 要了解核力内区的详细情况, 就必须提高核子能量, 但是能量升高后, 相对论效应就不能忽视, 而且还会发生反应, 产生真实粒子, 问题就更复杂了. 不过, 已经证明位势的概念可以扩展到相对论范畴, 从而可以用较简单的相对论两体方程来处理高能核子散射问题.

## 七、有效核力

有了比较好的真实核力, 似乎应该能够算

出原子核的结构了,但是问题却不那么简单.首先,核力的形式比电磁力(主要是库仑力)复杂得多,计算很麻烦,比计算原子结构的问题要困难得多了.其次,原子中有一个小而重的原子核,由长程库仑力吸引着核外围绕着原子核运动的电子,原子核可以近似地看作不动,这情况就比较简单,计算起来不复杂.但是,与此相反,在原子核内核子的质量大致相等,没有一个很重的核心,核子靠很复杂的短程力互相吸引在一起,所以原子核构是极复杂的多体问题.

原子核的薛定谔方程是

$$\left. \begin{aligned} H(1, 2, \dots, A)\psi(1, 2, \dots, A) \\ = E(1, 2, \dots, A)\psi(1, 2, \dots, A); \\ H(1, 2, \dots, A) = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i>j}^A V_{ij}, \end{aligned} \right\} (36)$$

这里  $T_i = -(\hbar^2/2M)\nabla_i^2$  是第  $i$  个核子的动能算符,  $V_{ij}$  就是第  $i$  个核子和第  $j$  个核子的真实核力(位势). 对于上面的方程,即使是简单的  $V_{ij}$ (例如单纯的汤川型位势),求解三体问题都很困难,更不用说多体问题了,因此必须寻找各种近似的方法来解出方程(36).

我们作如下的近似:

$$H = H_0 + H', \quad (37)$$

其中

$$\begin{aligned} H_0 &= \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i=1}^A V_i, \\ H' &= \sum_{i>j}^A U_{ij}, \end{aligned}$$

$V_i$  是用某种方法(一般是唯象的方法)引进的单体位势,第  $i$  个核子感受到原子核质量中心的作用力,这个作用力是由于其它核子对第  $i$  个核子的作用力的某种平均效果,所以  $V_i$  叫做平均场,平均场选得好,可以代替真实相互作用  $\sum_{i>j} V_{ij}$  的大部分效果,从而使  $H'$  的影响变得很小,  $H_0$  也就很接近于  $H$ , 精确的薛定谔方程(36)就被下面的近似薛定谔方程代替:

$$H_0\psi_0 = E_0\psi_0. \quad (38)$$

这是单体方程式,比较容易求解.由这个方程式可以解出一系列近似的能量本征值  $E_{0n}$  和近

似的本征函数  $\psi_{0n}$ (零级近似).当然,用单单位势  $\sum_{i=1}^A V_i$  来代替两体相互作用  $\sum_{i>j}^A V_{ij}$  是不可精确的,还剩下部分的效果写成  $\sum_{i>j}^A U_{ij}$ ,

这部分两体相互作用和真实的相互作用自然不会相同,称为剩余相互作用或有效相互作用(即有效核力).由零级近似的本征值  $E_{0n}$  和本征函数  $\psi_{0n}$  出发,利用微扰论作一级微扰、二级微扰、……,就有可能得到越来越准确的结果.

现在的问题是如何由真实相互作用  $V_{ij}$  出发来推算出平均场.这种问题在原子物理中已经解决,可以用哈特利-福克自洽场方法找出平均场  $V_i$ ,然后再用剩余相互作用进行微扰计算.但是,在原子核结构的研究中,这个问题就复杂多了,至今尚无很满意的近似方法.1949年梅逸等人根据实验上的分析,指出平均场用中心场加上强自旋-轨道耦合项能够说明原子核的很多性质,即

$$V_i = V(r_i) + gl \cdot s. \quad (39)$$

中心场一般采用谐振子位势

$$V(r_i) = (1/2)M_N\omega^2 r^2, \quad (40)$$

其中  $M_N$  是核子质量,  $\omega$  表示谐振子势的强度.根据(39)式的平均场算出了单粒子能级(即零级近似本征值),核子按这个能级填充,满意地解释了幻数和主要的基态性质,这就是原子核的壳层模型.但如果进一步作更精确的计算时(例如算出原子核的低激发态能级以及能级之间的电磁跃迁几率等),就必须知道剩余相互作用  $U_{ij}$ .

从真实核力出发,已严格地证明了有效相互作用  $U_{ij}$  的存在.看来我们可以从真实核力出发,从理论上推导出有效核力来,这样得出的有效核力叫做真实有效核力.遗憾的是方程式太复杂了,要解出  $U_{ij}$  很困难,只能用近似方法求解.现在,由理论上从真实核力(例如用滨田-约翰斯顿位势)求出的有效核力和实验符合的程度还比较差,只能定性地说明低激发态的能级次序.

另一个途径是唯象的方法.有效核力的形

式任意假定,其中的参数根据实验数据调整,其正确性就看是否符合实验结果. 唯象有效核力的种类繁多,列主要几种如下:

最早是用单纯的中心力(包括交换力). 例如用汤川型位势算出的结果不很好,只能定性地解释一些性质(如饱和性). 后来,又用中心力加张量力,或加两体自旋-轨道耦合力,或中心力加这两种非中心力以至加上二次自旋-轨道耦合力. 这些有效相互作用比单纯的中心力要好些,有的能较好地再现很多原子核的低激发态能谱等. 不过,由一些原子核定出的有效核力的参数,不能用于其它原子核,而必须重新调整. 现在希望找出在整个周期表中的原子核都适用(或绝大部分适用)的统的有效核力来.

有一种很简单有效核力,就是表面接触相互作用力(或称表面 $\delta$ 力),其形式为

$$U_{ij} = -4\pi A\delta(r_i - R)\delta(r_j - R)\delta(\Omega_{ij}), \quad (41)$$

式中 $R$ 是核半径, $\Omega_{ij}$ 是第 $i$ 个核子和第 $j$ 个核子的坐标的夹角. 只有当两个核子都在核表面上并接触在一起时, $U_{ij}$ 才不等于零. 奇怪的是由这样简单的有效核力算出的结果却令人满意.  $\delta$ 力是核力短程性的近似. 表面 $\delta$ 力说明有效核力与核密度有关,在原子核内部没有相互作用,核子好像自由地在平均场中单独运动,在表面上核密度迅速减小时,核子之间才会互相影响.

还有一个广泛使用的有效核力就是斯基尔姆力,是一系列 $\delta$ 力的组合,即

$$U = \sum_{i < j} U_{ij}^{(2)} + \sum_{i < j < k} U_{ijk}^{(3)},$$

$$U_{ij}^{(2)} = t_0(1 + x_0 P_B)\delta(\mathbf{r})$$

$$+ (1/2)t_1[\delta(\mathbf{r})k^2 + k'^2\delta(\mathbf{r})]$$

$$+ t_2\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r})\mathbf{k} + iw_0(\sigma_1 + \sigma_2)$$

$$\cdot \mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{k}, \quad (42)$$

$$U_{ijk}^{(3)} = t_3\delta(\mathbf{r})\delta(\mathbf{r}'),$$

其中 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ,  $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k$ ;  $\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{k}'$ 是两个核子的相对动量算符, $\mathbf{k}$ 作用于右边, $\mathbf{k}'$ 作用于左边,分别定义为

$$(\nabla_i - \nabla_j)/2i$$

和

$$-(\nabla_i - \nabla_j)/2i;$$

$x_0, t_0, t_1, t_2, t_3, w_0$ 都是常数,已经由实验数据确定了.  $U_{ij}^{(2)}$ 是两体力; $U_{ijk}^{(3)}$ 是三体力.

用斯基尔姆力算出的双幻核( $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ 等)的基态性质都和实验符合得很好. 以这样少的参数和这样简单的有效核力,竟然从轻核到重核都适用,可以说这是到目前为止所找到的最成功的有效核力了. 斯基尔姆力已广泛用于球形核和形变核的低激发态、巨共振、裂变、超核的计算,以及预言尚未发现的原子序数在114附近的超重核的性质等等.

五十年代,A·玻尔等人提出原子核也有超导现象. 超导现象是由于核子成对地结合在一起而引起的,这说明有效核力中对力(使核子成对地结合在一起的力)很重要,它对于原子核的集体运动(振动和转动)有较大影响. 例如考虑了对力之后,理论上计算的原子核的转动惯量和实验结果符合得很好.

1975年有马朗人和雅克罗认为核内的核子成对地紧密结合成玻色子,玻色子之间有某种唯象的相互作用,这理论称为“相互作用玻色子模型”. 此模型计算简单,并能完美地解释整个周期表中的原子核的集体转动和集体振动的性质. 这是将壳层模型和集体模型统一起来的成功的尝试,所以引起人们的重视.

当一个核子打到原子核上时,它和原子核内的核子发生作用,这是一种很复杂的多体过程. 这个过程的第一阶段是核子被原子核散射和吸收. 可以用一个简单的有效位势来描写,这就是光学模型势:

$$V(r) = V_1(r) + iV_2(r), \quad (43)$$

其中实部体现了核子射入原子核内时受到平均势场 $V_1(r)$ 的作用而单独运动,然后再飞出核,这就是弹性散射,表现了原子核对核子有一部分是“透明的”;虚部是核子被原子核吸收(即不透明). 吸收后再发生包括非弹性散射和核反应的其它变化,这后一过程就不能用光学模型势来处理了. 光学模型同样可以用唯象的方法和多体理论的方法去研究.

## 八、核力的层子理论

1964年,盖尔曼等认为强子(包括介子、核子和超子等有强相互作用的粒子,后两种粒子又叫做重子)都是由夸克(即层子)构成的。现在已知层子有六种(第六种尚待证实),列在表3中。

表3 层子性质

记号	u	d	s	c	b	t
名称	上层子	下层子	奇层子	粲层子	底层子	顶层子
电荷	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
自旋	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
重子数	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$

层子的电荷都是分数电荷(单位为正电子的电荷),每一种层子都有相应的反层子,层子的自旋也都是 $1/2$ ,但是电荷和重子数的符号相反。所有介子都由层子和反层子组成,例如 $\pi^+$ 由 $u\bar{d}$ (符号上面加一短横线表示反层子)组成, $\pi^-$ 由 $\bar{u}d$ 组成,重子数都等于零。所有重子都由三个层子组成,例如质子由 $uud$ 组成;中子由 $udd$ 组成。核子激发态 $\Delta(1232)$ 有四种: $\Delta^{++}$ , $\Delta^+$ , $\Delta^0$ 和 $\Delta^-$ ,自旋都是 $3/2$ 。 $\Delta^{++}$ 由 $uuu$ 组成, $\Delta^+$ 由 $uud$ 组成, $\Delta^0$ 由 $udd$ 组成, $\Delta^-$ 由 $ddd$ 组成等。质子和 $\Delta^+$ ,中子和 $\Delta^0$ 的层子成分虽然一样,但是质量和自旋不同,因此其内部结构也不相同。此外,层子还有“色荷”,正象电子有电荷一样,不过,色荷与电荷不同,它有三种,形象地叫做“红”、“黄”、“蓝”三色。

迄今,实验上尚未发现自由的层子,原因在于层子是由一种超强相互作用结合在一起,它被“禁闭”在强子的“袋”内。层子在此“袋”内近似自由,若企图跑出袋外,就出现强大的力量把它拉住。所以在实验上很难找到自由的层子。层子之间靠交换一种新的粒子——胶子而产生超强作用,胶子也被禁闭在强子的袋内。当强子和强子之间的距离稍大时,它们之间就没有

强作用了,只有距离很近时才有强作用力。

根据电子在质子上的高能散射实验,证实质子的电荷不是点状的,而是有一个空间分布,越深入质子中心,电荷密度越大。电荷分布的平均半径约为 $0.8 \times 10^{-13}\text{cm}$ 。这就是核子的大致尺寸。因此,当核子相互接近到 $\lesssim 2 \times 10^{-13}\text{cm}$ 的距离时,核子的袋开始重叠,两个袋表面融为一体,两个核子袋内的层子可以互相交换。层子之间也交换胶子,因而产生非常强的作用力。核子的内部结构在短程范围内起着重要的作用,这时若把核子看成一个点而交换 $\pi$ 介子的图象不再正确了,这就是为什么核力的短程部分无法用介子理论解决的根本原因。

众所周知,中性原子可以通过范德瓦尔斯力而产生吸引作用,这是由两个原子的电偶极矩产生的。同样,在核力的中长程部分,虽然强子离开稍远,也会出现类似的范德瓦尔斯力。所以,由交换介子产生的力是一种次级的作用力,是层子之间的超强作用力“漏”出来的剩余部分,正像原子的范德瓦尔斯力是由原始的库仑力产生的次级作用力一样。

由于核子在核内互相靠得很近,核子的内部结构应该对原子核的性质有影响。有人干脆摒弃核子,而把原子核看作是由两种层子—— $u$ 层子和 $d$ 层子构成的。根据这种模型所作的计算能够显示出原子核的一些重要性质,这方面的工作才刚刚开始。

现在的问题是怎样由层子理论推导出真实核力来。描写层子的动力学——量子色动力学才开始建立,层子之间的相互作用情况还不清楚,用量子色动力学还解决不了核力的问题,像研究核力一样,往往用唯象的层子相互作用位势来作计算,虽然能够得出核力的各种主要成分,但各成分的强度还不符合实际情况。

基本粒子的层子模型已得到大量的实验事实的支持。用层子之间的作用力来解释核力是自从五十年前开始研究核力以来又一次物理观念上的重大变革,随着人们对层子认识的逐步深入,我们相信核力的问题也会得到令人满意的解决。