

核子束缚态及散射态平均场的统一

苏宗漆

(中国原子能科学研究院)

摘要:核的平均场应由束缚态和散射态两方面的信息确定。势参数在整个能区是连续变化的,势的实部及虚部满足色散关系。利用色散关系分析实验数据能消除费米面反常,并且提供了统一平均场的一个途径。

一、引言

核的平均场(NMF)是核物理的重要进展之一,它用一个单体势(即核内所有核子组成的平均场)代替核子—核子间的复杂相互作用。这个近似大大简化了核结构和核反应问题的计算。它的正确性不仅在相当广的范围内的理论计算和实验结果符合甚好得到了检验,而且也更为基本的论证所证实。近年来有关平均场的研究取得了较大进展,这表现在下面两个不同而又互相联系的方面。

1. NMF应是从负能到正能整个能区的统一的平均场,因此它由核结构和核反应两方面的信息确定,既能计算束缚单粒子态的性质,也可再现核反应现象。

2. 这个势的实部和虚部不再分开处理,色散关系(DR)将两者联系起来。

二、束缚的单粒子态

壳模型假定核子在其它核子的平均场中作独立运动,这是原子核的基态和低激发态的最主要的运动形态之一。关于NMF,可选择某种唯象势,例如 Woods-Saxon(W-S)势,或采用 Hartree-Fock(HF)平均场,可得势场中束缚核子的一组本征态 ψ_i, ϵ_i ,并用 (n, l, j) 量子数表征,即束缚的单粒子态。

实验上可通过单粒子转移反应和敲出反应来观测这些单粒子态。

单粒子态的分布是不均匀的,即所谓壳层结构。在核的壳模型发展中有决定意义的是,在NMF中引入了较强的自旋—轨道 $(\vec{\sigma} \cdot \vec{l})$ 耦合势,因此,在NMF中除包括中心势外,还包括 $\vec{\sigma} \cdot \vec{l}$ 项

$$U(r) = V_c f_c(r) + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{V_{so}}{r} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \cdot \frac{df_{so}(r)}{dr} \quad (1)$$

式中形状因子取W-S型,即

$$f_i(r) = \left(1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right)\right)^{-1}, R_i = r_i A^{1/3} \quad (2)$$

利用势(1)及选取一组优化的势参数,能相当好的再现一个核区的单粒子态。在寻找最佳势参数时,往往先固定其形状因子的参数(取平均值),然后确定势阱深度,可以发现势阱深度随单粒子态的能量而改变。由解 ψ_i 及占据数 α_i 能给出核的密度分布和电荷分布。此外,束缚单粒能级的宽度用势的虚部表示

$$\Gamma(E) = \langle \psi_i | W(r, E) | \psi_i \rangle \quad (3)$$

三、散射态

光学模型用NMF—光学势(OP),在很

宽的核区及能区,能相当好地再现全截面 σ_t ,吸收截面 σ_a 随A和中子能量 E_n 变化的基本特征(包括所出现的巨共振),弹性散射角分布 $\sigma_{sc}(\theta)$ 和极化等实验数据。多年来对OP的研究表明:OP的实部取W-S型,与势(1)一致;OP的虚部随入射能量的不同而不同,低能时取表面峰的形式 $4a_D W_D \frac{d}{dr} f_D(r)$,而能量较高时为体吸收 $W f_V(r)$,其中 $f_D(r)$ 、 $f_V(r)$ 均为W-S型;为了分析极化数据,OP中还包括 $\vec{\sigma} \cdot \vec{l}$ 项,则OP的标准形式为

$$U(r, E) = V_R(E) f_R(r) + i \{ W_V(E) f_V(E) - 4a_D W_D(E) \frac{d}{dr} f_D(r) \} + \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \frac{V_{so}}{r} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \frac{d}{dr} f_{so}(r) \quad (4)$$

式中实部势的深度 $V_R(E)$ 是能量的函数。这是由于核力本质上是非定域的,因而OP也是。为避免非定域势计算上的复杂性,通常用等价的空间定域势代替它。这个定域势与动量有关。

采用优化方法符合实验结果得到最佳OP参数。目前已得到许多有用的结果并得知:在很多情况下, V_R 随能量光滑变化,随核的变化是很缓慢的;而虚部对散射数据不很灵敏。上述结果表明:OP对相当宽的核区及能区是有效的;OP不仅能描述大量的散射实验,而对没有实验数据的核区和能区的计算结果也有一定的可信度。

四、核的平均场

由束缚单粒子态和散射态的分析可以确定从负能到正能区的平均场的实部。图1给出了 V_R 随质子能量的变化关系。图中的点是由符合实验数据得到的最佳值,其总的变化可以用一个能量的二次函数表示(实线)^[1]。

$$V_R(E) = 52.4 - (0.37 \pm 0.02)E + (0.0007 \pm 0.0001)E^2 + 24 \frac{N-Z}{A} + 0.4Z/A^{1/3} \quad (5)$$

势随能量光滑变化部分看作HF场,来自势

的非定域性,后两项分别为不对称性及库仑场效应。由此可见, V_R 对核结构不灵敏,仅包括在不对称项的参数上。用散射数据能精确地确定 V_R 。从图中还可以看出,在费米面附近(5)式不能符合的明显的非线性行为,通常称为费米面反常。

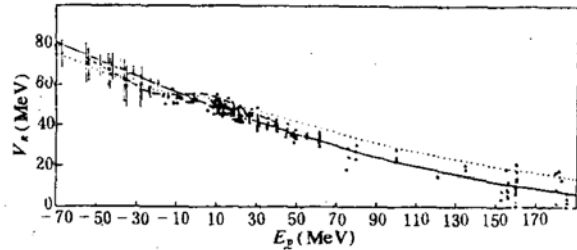


图1 V_R 随质子能量的变化。实线是(5)式的结果,点线是Brown^[2]利用多体理论计算的结果,虚线是Mahaux^[3]利用色散关系得到的结果

确定虚部对能量的依赖关系是很困难的,因为虚部的形状因子随能量增加将由面吸收变为体吸收。要想在一定精度内,同时确定它们本身就有困难,更何况虚部对散射数据不灵敏。因此,应将核子束缚问题和散射问题结合起来研究NMF,而NMF的概念将统一于和束缚单粒子态及散射态有关的现象中。

目前我们已知,NMF是一个复的有效单粒子势。在整个能区,核子在这个场中独立运动,束缚(对负能区)或非束缚(对正能区)、NMF在空间和时间都是非定域势,而应用中则采用定域势。空间非定域性导致势与动量 K 有关,表现在势阱深度对能量的依赖大致是线性的,用于分析实验的唯像势多属此类,而时间非定域性导致势与能量 E 有关,并引起前面提到的费米面反常;NMF的实部和虚部随能量的变化又被DR联系起来,这将对精确的唯像分析所提示出的反常现象的理解提供解答,对NMF的统一提供了很有希望的途径。

五、色散关系

近年来更精确的光学模型分析表明,一组

“传统”的球形 OP 参数不能很好符合某些核区的有关的实验数据。这些反常情况有如下类型:

1. 对 $E_p = 30, 40$ 和 61.4 MeV 的质子被 ^{208}Pb 及另外几个核的弹性散射分析表明^[4], 要改进和 $\sigma_{sc}(\theta)$ 的符合, 必须在通常的 W-S 型的实势上加一项对 W-S 型取微商的表面峰项。

2. 从 7 和 22 MeV 的中子被 ^{208}Pb 的弹性散射分析表明^[5], 这两个能点最佳形状因子有明显的差异, 为了符合上述能点及直到 24 MeV 的实验结果必须采用能量有关的几何参数。

3. 国内外对 $A = 40 \sim 60$ 核区的光学模型分析均表明, 没有一组 OP 参数能同时符合高能和低能的 σ_T 实验数据, 被称为低能 σ_T 反常^[6]。

面对着上述的反常结果, 正确的解决途径是寻求对 OP 的更基本的了解, 在不增加可调参数的条件下能描述这些反常现象, 而 DR 就是一条很有希望的途径。

OP 是 k 和 E 的复的非定域函数 $v(k, E)$, 由于是能量的解析函数, 则满足 DR

$$v(k, E) = \frac{1}{2\pi i} \int_c \frac{v(k, E')}{E' - E} dE' \quad (6)$$

DR 的物理意义与因果律的要求相联系, 即势的散射波不能在入射波到达之前就发射。OP 是复的, 可分成实部 $V(k, E)$ 及虚部 $W(k, E)$, 则得

$$V(k, E) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(k, E')}{E' - E} dE' \quad (7)$$

$$W(k, E) = -\frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(k, E')}{E - E'} dE' \quad (8)$$

P 表示取主值。早在二十年前就试图将 DR 应用于 OP, 但明显的困难是式中的积分限远大于可能得到的实验数据的区域。仅在近十年里, 才找到一个利用 DR 的方法并得到了有意义的结果。将实势分成两部分, 一部分

仅和 k 有关, 另一部分仅与 E 有关, 则(7)式可写成^[7]

$$V(k, E) = V_{HF}(k) + \Delta V_w(E) \quad (9)$$

$$\text{而 } \Delta V_w = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(E')}{E' - E} dE' \quad (10)$$

(9)式的第一项可认为是 HF 场, 而第二项将导致费米面反常。将 V 分成 V_{HF} 及 ΔV_w 的合理性及相对大小可从图 1 的实线和虚线的比较中看出。

为克服能量积分区间所引起的困难, 发展了三种方法:

1. 由于虚势的 W_D 和 W_V 有不同的能量依赖, 低能时仅有 W_D 项, 而在高能 $W_D = 0$, (10)式的积分收敛, W_V 与 V_{HF} 有相同的形状因子可近似地吸收到 V_{HF} 中。(9)式的 ΔV_w 的效应是加在实势上的一个表面峰分量。这样就可解释第 1 类反常问题; 此外, 在实势上增加一个面吸收势, 实际上将改变等效 W-S 实势的半径, 第 2 类反常也可得到合理解释。

2. 利用如下表示的方法,

$$V(k, E) - V(k, E_F) = \frac{(E - E_F)P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(E')dE'}{(E' - E)(E' - E_F)} \quad (11)$$

其中 E_F 是费米能。(11)式仅适用于体吸收的情况, 利用它做分析时, 形状因子不随能量改变, 而费米面效应均归结为右端引起的实势深度的变化。

3. 若虚势对于 E_F 是对称的(通常都做此假定, 并和实验相吻合), 则(9)和(10)式变为

$$V(k, E) = V_{HF}(k) + \frac{2}{\pi} (E - E_F)$$

$$P \int_{E_F}^{\infty} \frac{W(E')dE'}{(E' - E_F)^2 + (E - E_F)^2} \quad (12)$$

它的收敛性类似于(11)式, 是一可选择的方法。

DR 将 OP 的实部和虚部联系起来, 扩充了有关 OP 的了解, 并定性地理解了通常光学模型分析中的费米面反常。关于费米面效应的物理解释可看作是弹性和非弹性道间的耦合, 当能量和核的激发态能量相当时, 耦合最强, 费米面效应也最强。

六、色散关系的应用

近年来, 利用 DR 分析了某些精确的实验及构造整个能区的 NMF。在应用中常定义势的中心矩, 它较单个势参数有更大的精确性。特别有用的是实势和虚势的每核子的体积分为

$$J_v = \frac{4\pi}{A} \int_0^\infty V(r) r^2 dr \quad (13)$$

$$J_w = \frac{4\pi}{A} \int_0^\infty W(r) r^2 dr \quad (14)$$

而相应的 DR 为

$$J_v(E) = J_v^{HF}(k) + \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_w(E')}{E' - E} dE' \quad (15)$$

Ahmad 等人利用(7)式分析了 $p + {}^4\text{Ca}$ 的弹性散射结果并得到了 W_D 加在实势上的表面峰分量, 自然地解释了第 1 类反常问题。Mahaux 等人^[3] 利用(11)式得到的实势定量地符合费米面附近的反常行为(图 1 中的虚线)。他们还对中子在 ${}^4\text{Ca}$ 及 ${}^{208}\text{Pb}$ 上的弹性散射做了分析^[7], 计算了 J_v 及对 HF 场的 J_v^{HF} 的修正, 与束缚态和散射态的最佳唯象值进行了比较。该工作对费米面附近的反常行为给出很好的理解。上述开拓性的工作显示了 DR 分析的有效性, 并激励了一系列有关束缚态和散射态的 NMF 的研究。

Argonne 组对中子在一系列靶核上的弹性散射做了精确测量及 DR 分析^[10], 最有意义的是 ${}^{209}\text{Bi}$ 的结果。图 2 中曲线 C 是用(15)

式得到的实势的 J_v 在费米面附近随 E_n 的变化, 并和实验数据的光学模型分析结果进行了比较。正能区的点是从弹性散射数据得到的, 曲线 a 和 b 均为采用线性符合的结果, 前者符合的能区是 4.5—10MeV, 后者符合全部散射数据。负能区的圆圈来自单粒子态及单空穴态的束缚能。显然曲线 C 能很好地描述实势在费米面附近的反常行为。

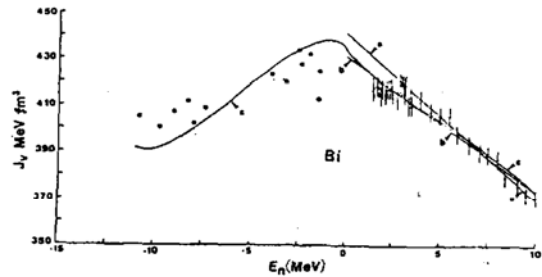


图2 ${}^{209}\text{Bi}$ 的中子平均场实部的 J_v

此外, Mahaux 等人^[1], Jahnson 等人^[2] 用 DR 很仔细地分析了核子被 ${}^{208}\text{Pb}$ 和 ${}^4\text{Ca}$ 散射的费米面反常问题, 并形成了 NMF, 其结果非常好地符合了 σ_t 、 $\sigma_{sc}(\theta)$ 、极化和单粒子态能量等有关实验。Su 等人^[3] 用包括面吸收的 DR 消除了 ${}^4\text{Ca}$ 的 σ_t 反常, 也有人利用 DR 计算质子-核的 OP 的库仑修正项并构造出从负能区到正能区的质子平均场^[4]。作为例子这里给出 $n + {}^{209}\text{Bi}$ 在 20—60MeV 的平均场^[5]。按照 DR, 其实势为

$$V(r, E) = V_{HF}(r, E) + \Delta V(r, E) \quad (16)$$

其中

$$\Delta V(r, E) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE' \quad (17)$$

$$V_{HF}(r, E) = V_H(E) f(r_H, a_H) \quad (18)$$

$f(r_H, a_H)$ 为 W-S 型形状因子, 由于

$$W(r, E) = W_D(r, E) + W_V(r, E) \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{则 } V(r, E) = & V_{HF}(r, E) + \Delta V_D(r, E) \\ & + \Delta V_V(r, E) \end{aligned} \quad (20)$$

W_D 及 W_V 的形状因子分别为 W-S 导数型及 W-S 型, 因此色散项 ΔV_D 贡献给实势表面峰的分量, ΔV_V 改变了实势阱的深度。构

成 NMF 的大致步骤如下:

1. 利用分析本领的数据, 确定 $\sigma \cdot \vec{l}$ 项参数:

$$V_{so} = 5.75 \text{ MeV}, r_{so} = 1.15 \text{ fm}, a_{so} = 0.499 \text{ fm};$$

2. 通过对所选能区 $E_n \in (1.475 \sim 60 \text{ MeV})$ 的 $\sigma_{sc}(\theta)$ 、 σ_t 实验数据作最佳 OP 参数的拟合, 取其平均值作为势的几何参数, 其值为

$$r_H = r_V = 1.237 \text{ fm}, a_H = a_V = 0.685 \text{ fm},$$

$$r_D = 1.261 \text{ fm}, a_D = 0.569 \text{ fm};$$

3. 由散射数据的最佳光学模型分析确定图 3 实线所示的 W_D 及 W_V 。图中的点是由实验结果得到的最佳 OP 参数值, 虚线是相应的色散项 ΔV_D 及 ΔV_V 。目前此类工作均假定: (1) 在 E_F 处 NMF 为实; (2) 虚势对 E_F 是对称的。有的工作在确定虚势时, 还要用束缚态(如单粒子态的宽度)的数据。

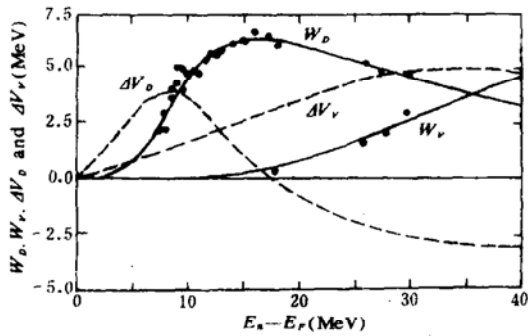


图 3 由最佳 OP 参数得到的面和体吸收虚势的强度 W_D 、 W_V 及相应的色散项 ΔV_D 、 ΔV_V

4. 由最佳 OP 参数及束缚态数据确定

$$V_H(E) = 46.4 - 0.34(E_n - E_F) \quad (21)$$

这样就完全确定了从负能到正能区的 NMF。下面给出色散光学模型分析的结果。图 4 的虚线是用图 3 的 W_D 按 DR(17) 式计算的 ΔV_D , 图中的圆圈及方块分别是符合 $\sigma_{sc}(\theta)$ 及单粒子态能量得到的最佳 NMF 参数。由图可见, 实势在费米面附近包括足够明显的表面峰分量且由 DR 贡献。图 5 给出了 HF 场的 J_V (虚线)、总实势的 J_V (实线) 和最佳 NMF 参数(同图 4)的比较。由此可见, 色散项确实能给出实势的费米面反常形为。

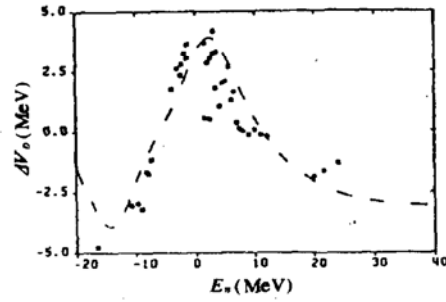


图 4 实势的表面峰分量

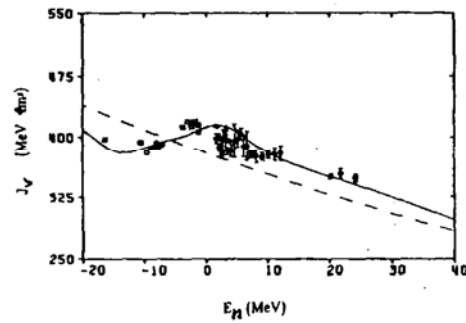


图 5 HF 场及总实势的 J_V 与最佳 NMF 参数值的比较

对 $n + {}^{208}\text{Bi}$ 作的色散光学模型分析和所选能区的 σ_t 、 $\sigma_{sc}(\theta)$ 的实验值有非常好的一致。图 6 给出了利用上述不同实势(V_H 、 $V_H + \Delta V_V$ 、 $V_H + \Delta V_V + \Delta V_D$) 计算的 ${}^{208}\text{Pb}$ 的单粒子态的能量。显然包括所有色散修正的结果和实验值的符合有了较大改进。

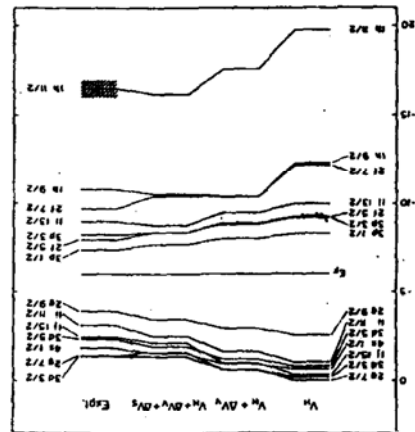


图 6 ${}^{208}\text{Pb}$ 的中子单粒子态的能量 E_{nlj}

七、结 语

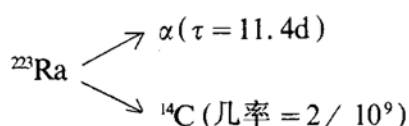
本文评述了 NMF 研究的进展及有希望的研究线。OP 的实部和虚部被 DR 联系,利用 DR 分析实验结果,特别是研究费米面效应取得了可喜的进展。DR 应用于 NMF 的研究,使之有可能利用束缚态及散射态两方面的信息确定它,并很好地描述核结构和核反应现象。NMF 的统一是“传统”核物理在近年取得的一个重要进展。当然,目前的研究也还有不少问题。例如,有关平均场的信息目前只在有限能区,而 DR 式的积分限是 $(-\infty, \infty)$, 这给 DR 的应用带来不确定性。OP 是否满足(8)式及其应用也值得探讨,对非(邻近)满壳核推广的可能性及在实际核数据计算中的应用,……: 都有待进一步研究。

参考文献

[1] M. Bauer et al., J.Phys. G8,525 (1982)
 [2] G. E. Brown et al., Nucl. Phys., A330,290 (1979)
 [3] C. Mahaux et al., Phys. Lett., B100,285 (1981)

[4] B. C. Sinha et al., Phys. Lett., B31,273 (1970);
 Ibid B35,391(1971)
 [5] R. W. Finlay et al., Phys. Lett., 155B, 313 (1985),
 J. R. M. Annand et al., Nucl. Phys., A443,249 (1985)
 [6] P. G. Young, Proc. of Specialists Meeting on Use of
 Optical Model for Calculations of Neutron Cross Sec-
 tion Below 20MeV, Paris, 1985, P. 125.
 Su Zongdi, JNDC (CPR) — 013/LI, INT (88) —
 1, 1988
 [7] C. Mahaux et al., Nucl. Phys., A378, 205 (1982)
 [8] I. Ahmad et al., J. Phys., G2, L157 (1976)
 [9] J. P. Delaroche et al., Phys. Lett., B203, 4 (1988)
 [10] A. B. Smilh et al., Nucl. Phys., A455, 344 (1986)
 Phys. Rev., C34, 1599 (1986); Phys. Rev., C36, 1298
 (1987)
 [11] C. Mahaux et al., Phys. Rev. Lett., 57, 3015 (1986);
 Nucl. Phys., A458, 25 (1986); Ibid A460, 446 (1986);
 Ibid A468, 193 (1987); Phys. Rev., C36, 1777 (1987);
 Nucl. Phys., A484, 205 (1988); Ibid A516 (1990)
 [12] C. H. Johnson et al., Phys. Rev., C36, 2252 (1987)
 [13] Su Zongdi et al., J. Phys., G14, 1485 (1988)
 [14] J. P. Delaroche et al., Phys. Lett., B203, 4 (1988);
 Ibid B218, 26 (1988); W. Tornow et al., Phys. Rev.,
 C42, 693 (1990).
 [15] R. W. Finlay et al., Phys. Rev., C42, 1013 (1990)

(上接 7 页)



也应在自然界中存在, 因为 ${}^{235}\text{U}$ 衰变会产生 ${}^{223}\text{Ra}$ 。

(2) 长的同位素序列 改变 N 或 Z, 可研究核性质变化, 检验核模型, 例如改变 N, 可观察核形状由球形 \rightarrow 变形的变化。对极不稳定核, 可用原子束或激光测其自旋、磁矩和寿命, 且十分精确。

(3) 极高自旋的原子核 重离子反应产生高自旋态原子核, 通过向基态退激, 可了解

高自旋态下各种力的竞争, 离心力与柯氏力对结构的影响。离心力使核形变, 到一定程度, 发生裂变, 可了解最大 J 值; 柯氏力使个别核子自旋沿核转动轴排列(类似回转罗盘沿地球转动轴排列), 使集体转动减弱, 而离心力使集体转动稳定, 两者作用相反。

回弯现象是内部排列使转动惯量减小, ω 增加。核震、地震、星震的原因不同, 但却有相似性。核震与核内核子的成对效应有关, 震级极大。星震是内部涡流造成, 但了解不多。这些表现了物理定律的普适性及推广我们对事物的认识远远超越一般经验的巨大威力。